UNIVERSITE DE LYON I

LABORATOIRE DE SPECTROMETRIE IONIQUE ET MOLECULAIRE

(Associé au C.N.R.S.)

n° d'ordre 283

T H E S E

présentée

DEVANT L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD (LYON I)

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Marie-Claude BUCHET-POULIZAC

ETUDE DU CARBONE IONISE

(TERMES SPECTROSCOPIQUES, DUREES DE VIE RADIATIVES)

AU MOYEN DE FAISCEAUX D'IONS

Soutenue le 23 Octobre 1974 devant la Commission d'Examen:

Mrs. M. DUFAY — Président

I. BERKES

J. D'INCAN — Examinateurs

H. NUSSBAUMER

UNIVERSITE DE LYON I

LABORATOIRE DE SPECTROMETRIE IONIQUE ET MOLECULAIRE

(Associé au C.N.R.S.)

n° d'ordre 283

T H E S E

présentée

DEVANT L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD (LYON I)

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Marie-Claude BUCHET-POULIZAC

ETUDE DU CARBONE IONISE

(TERMES SPECTROSCOPIQUES, DUREES DE VIE RADIATIVES)

AU MOYEN DE FAISCEAUX D'IONS

Soutenue le 23 Octobre 1974 devant la Commission d'Examen:

Mrs.	M. DUFAY	Président
	I. BERKES	
	J. D'INCAN	Examinateurs
	H. NUSSBAUMER	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD

LYON

Président : M. le Professeur J. BOIDIN

Premier Vice-Président : Mr. Le Pr R. TOURAINE

Deuxième Vice-Président : Mr. P. PONCET, Maître-Assistant

Troisième Vice-Président : Mr. C. BADOR, Etudiant

Secrétaire Général de l'Université : Mr. J. RAMBAUD, Administrateur civil

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

UNITES	DIRECTEURS
U.E.R. médicale Grange-Blanche	M. le Professeur D. GERMAIN
U.E.R. médicale Alexis Carrel	M. le Professeur C. GIROD
U.E.R. médicale Lyon-Nord	M. le Professeur J.P. GARIN
U.E.R. médicale Lyon-Sud-Ouest	M. le Professeur J. ROBERT
U.E.R. des Sciences pharmaceutiques	M. le Professeur M. CARRAZ
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	M. le Professeur A. MORGON
U.E.R. de Biologie humaine	M. le Professeur J.C. CZYBA
U.E.R. d'Education physique et sportive	M. le Professeur A. MILLON
U.E.R. des Sciences odontologiques	M. le Professeur R. VINCENT
Département de Mathématiques	M. le Professeur G. MAURY
U.E.R. de Physique	M. le Professeur R. UZAN
U.E.R. de Chimie et Biochimie	M. le Professeur J. HUET
U.E.R. de Sciences de la Nature	M. le Professeur J. BRUN
U.E.R. de Sciences physiologiques	M. R. FONTANGES, Maître de Conférenc
U.E.R. de Physique nucléaire	M. le Professeur A. SARAZIN
U.E.R. de Mécanique	M. le Professeur J. MATHIEU
Observatoire	M. le Professeur J.H. BIGAY
Institut Universitaire de Technologie I	M. le Professeur B. POUYET
Institut Universitaire de Technologie II	M. J. GALLET

Cette étude a été effectuée à L'Université Claude Bernard (Lyon I) dans le Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire (associé au C.N.R.S.). J'adresse mes vifs remerciements à son Directeur, Monsieur le Professeur DUFAY qui m'a toujours dirigée avec bienveillance et a montré un intérêt constant pour mon travail.

Je suis heureuse ici d'exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur NUSSBAUMER dont certains travaux ont servi de base à la partie théorique de cette thèse et qui m'a permis de m'initier aux problèmes de l'astrophysique.

Monsieur le Professeur BERKES et Monsieur le Professeur D'INCAN ont bien voulu accepter de participer à mon jury de thèse, je tiens à les en remercier.

Je veux aussi remercier mes camarades du Laboratoire ou de l'Institut de Physique Nucléaire, tant chercheurs que techniciens qui ont participé sous une forme quelconque à ce travail et m'ont ainsi montré leur sympathie.

Enfin je n'oublierai pas Mesdames LAGRIFFOUL et TAMI, qui m'ont aidée dans la réalisation technique de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - *ETUDE DES SPECTRES* 7

I - METHODES D'ANALYSE 11

II - SPECTRES D'IONS MONOEXCITES 16

III - SPECTRES D'IONS DOUBLEMENT EXCITES 39

IV - RAIES ENCORE NON IDENTIFIEES 55

BIBLIOGRAPHIE 56

CHAPITRE II - *MESURE DES DUREES DE VIE* 59

I - ANALYSE DES COURBES DE DECLIN 60

II - RESULTATS 85

III - DETERMINATION DES PROBABILITES DE TRANSITION 105

BIBLIOGRAPHIE 120

CHAPITRE III - *APPLICATION ASTROPHYSIQUE* 123

I - GENERALITES SUR LES SPECTRES STELLAIRES 124

II - APPLICATION A L'ASTROPHYSIQUE 129

BIBLIOGRAPHIE 150

CONCLUSION 151

APPENDICE 1 - *SPECTRES* 153

APPENDICE 2 - *COURBE D'ETALONAGE DANS LA REGION 300 - 1300 Å* 179

ANNEXES 181

a) SPECTRA AND MEAN LIVES OF EXCITED TERMS IN CI, CII, CIII, CIV & CV
J.Quant.Spectr.Radiat.Transfer, 11 1087 (1971) 182

b) BEAM-FOIL SPECTROSCOPY OF CARBON IN THE VACUUM ULTRAVIOLET
Physica Scripta, 4 191 (1971) 196

d) SPECTROSCOPY AND LIFETIME MEASUREMENTS IN THE EXTREME ULTRAVIOLET AT AN ENERGY OF 1,15 MeV/Nucleon
Nucl.Inst.Meth., 110 19 (1973) 203

e) QUARTET SYSTEM OF CIV
J.Opt.Soc.Am., 63 240 (1973) 210

INTRODUCTION

Lorsqu'un faisceau d'ions accéléré diffuse dans le vide à travers une cible solide mince (quelques centaines d'Å) fonctionnant en "stripper", le faisceau émergent contient un mélange d'états de charge variés. En outre, une proportion importante des particules sont portées dans des niveaux excités. La désexcitation radiative spontannée de ces ions se traduit par une émission de lumière qui apparait au niveau de la cible.

Les premières observations de Kay (1963, réf.1) et de Bashkin et Meinel (1964, réf.2) ont montré le caractère original d'une telle source de lumière dont l'étude s'est révélée par la suite très fructueuse. Cette méthode, popularisée sour le nom de "Beam-foil" a été depuis appliquée à de nombreux éléments. On trouvera dans les comptes-rendus des différents colloques "beam-foil", (réf.3, 4 et 5) la bibliographie de ces travaux.

Le présent travail consiste en l'application de la méthode "beam-foil" à un faisceau d'ions accélérés $^{12}C^{+}$ et comprend

- L'analyse du spectre du carbone dans ses différents états de charge (CHAPITRE I)
- La détermination des durées de vie radiatives des niveaux excités et des probabilités de transition (CHAPITRE II)

ANALYSE DES SPECTRES DU CARBONE IONISE

Dans la première partie de notre travail, nous avons mis à profit les caractéristiques originales de la source "beam-foil", Ces caractéristiques ont été soulignées dans de nombreuses publications (voir par exemple Bickel, réf.6). Ainsi nous contenterons-nous de les rappeler très brièvement.

- Pureté de la source spectroscopique, les seules impuretés contenues dans le faisceau (après analyse magnétique) consistent en des électrons et quelques particules arrachées à la cible solide.
- Absence d'autoabsorption et d'excitation ou de desexcitation par chocs secondaires, due à la très faible densité en particules.
- Possibilité d'obtenir des états de charge élevés et de faire varier la charge moyenne du faisceau en agissant sur l'énergie du faisceau d'ions
- Obtention de niveaux très excités ou multiexcités.

Cette dernière propriété, particulièrement intéressante pour l'analyse spectroscopique, tient au caractère très particulier de l'intéraction du faisceau d'ions avec la cible solide.

En contre partie, la source "beam-foil" présente des inconvénients dont les principaux (mis à part l'utilisation du matériel lourd que constitue un accélérateur de particules) sont

- la faible intensité lumineuse de la source
- la fragilité de la cible solide
- la limitation de la résolution optique due à l'élargissement Doppler des raies émises, donné par

$$\lambda = \lambda_o \left(1-\frac{v}{c} \cos \theta\right) \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}$$

où v est la vitesse des ions et θ l'angle de visée. Différents dispositifs (réf.9, 10) permettent de réduire cet effet.

Dans le cas particulier de notre travail sur le carbone ionisé, une difficulté supplémentaire semble intervenir du fait que, pour des raisons de simplicité de fabrication, nous avons utilisé des cibles de carbone, susceptibles donc d'émettre la même lumière que le faisceau. En pratique la lumière parasite émise par la cible comprend les raies de Balmer de l'hydrogène (provenant de produits hydrocarbonés déposés sur la cible lors de sa préparation) et quelques raies

de C I (principalement la raie de résonance à 1561 Å). Ces raies sont émises par des particules animées de faible vitesse et sont aisément distinguées de celles émises par le faisceau en utilisant l'effet Doppler.(1)

DETERMINATION DES DUREES DE VIE RADIATIVES

Du fait que la lumière étudiée est émise par des particules sensiblement monocinétiques animées de vitesses élevées, la méthode "beam-foil" est une méthode de spectroscopie résolue en temps, puisqu'elle projette des phénomènes temporels brefs sur une échelle de longueur. La méthode se prête donc très bien à une détermination expérimentale très directe des durées de vie radiatives des niveaux excités et dans certains cas favorables, des probabilités de transition.

Une détermination expérimentale de ces grandeurs permet de tester les méthodes de calcul théoriques et est utile en physique des plasma, (plasma de laboratoire ou plasma de l'astrophysique).

Les résultats de nos mesures de durées de vie dans le carbone ionisé sont donnés chapitre II, partie II. La méthode utilisée suppose la connaissance de la vitesse des particules. En pratique le faisceau utilisé n'est jamais parfaitement monocinétique, du fait de la dispersion en énergie de l'accélérateur et de la dispersion de vitesse introduite par la cible. Nous avons tenu-compte de cette cause d'erreur mais nous nous sommes plus particulièrement attaché à étudier plus en détail l'erreur généralement plus importante introduite par les excitations en cascade. L'exemple du carbone ionisé se prêtait particulièrement bien à cette étude, du fait que très générale-

(1) *Signalons également, dans le cas d'ions C^+, les difficultés de fonctionnement des sources haute fréquence montées sur les accélérateurs, qui se traduisent par des réglages différents et des durées devie de source relativement courtes. Nous avons toujours utilisé, sur un accélérateur SAMES 150 KeV et sur un Van de graaff 2 MeV, une décharge RF dans l'oxyde de carbone de pureté chimique 99,9%.*

ment toutes les transitions intervenant dans ces processus de cascade, pouvaient être observées.

Les travaux relativement récents d'Andrä (réf.11) ont montré que les courbes de déclin des transitions pouvaient ne pas dépendre seulement des durées de vie radiative. En effet, du fait de la brièveté de l'intéraction avec la cible solide d'ions, l'alignement partiel des moments angulaires et l'excitation cohérente des sous-niveaux fins ou hyperfins se traduisent par une modulation des courbes de déclin à des fréquences correspondant aux intervalles de structure fine ou hyperfine. Le développement de cette méthode de battements quantiques est très prometteur pour les études de structure électronique dans les ions (voir à ce sujet M.L.Gaillard ref.12).

Dans notre travail, nous n'avons pas cherché à exploiter cette méthode, nous assurant au contraire qu'elle ne perturbait pas nos mesures de durées de vie et réservant pour un travail ultérieur une étude des battements quantiques dans l'isotope $^{13}C^{n+}$.

On sait que des raies du carbone ionisé, en émission apparaissent dans certaines étoiles chaudes, notamment les Wolf-Rayet et constituent en élément important de la classification stellaire. Pour ces raisons, nous nous sommes efforcés, dans le dernier chapitre, d'étudier ce que pouvaient apporter, dans le domaine de l'astrophysique, les résultats expérimentaux que nous avons réunis sur le carbone ionisé.

BIBLIOGRAPHIE

1. *KAY*, Phys.Letters, 5, 36 (1963)
2. *BASHKIN et MEINEL*, Ap.J., 139, 413 (1964)
3. *BEAM-FOIL SPECTROSCOPY* edited by BASHKIN, Gordon and Breach (1968)
4. *BEAM-FOIL SPECTROSCOPY* edited by MARTINSON, BROMANDER et BERRY, North Holland Publishing Company (1970)
5. *BEAM-FOIL SPECTROSCOPY* edited by BASHKIN, North Holland Publishing Company (1973)
6. *BICKEL*, Applied Optics 6, 1309 (1967)
7. *GARCIA*, Nucl.Inst.Meth. 90, 295 (1970)
8. *GARCIA*, Nucl.Inst.Meth. 110, 245 (1973)
9. *DESESQUELLES*, Thèse Lyon 1970
10. *STONER et LEAVITT*, Applied Phys.Letters, 18, 368 et 477 (1971)
11. *ANDRÄ*, Phys.Rev.Letters 25, 325 (1970)
12. *GAILLARD*, Thèse, Lyon 1974

PREMIER CHAPITRE

ETUDE DES SPECTRES

Les spectres du carbone neutre et multi-ionisé : C I, C II, C III, C IV, C V et C VI ont été étudiés dans le domaine spectral 30 Å — 6000 Å. L'accélérateur Van de Graaff de 2 MeV délivrait un faisceau d'ions C^+ d'énergie comprise entre 0,18 et 2 MeV. Des mesures complémentaires ont été faites sur un accélérateur SAMES de 120 KeV entre 2000 Å et 7000 Å et sur l'injecteur de l'accélérateur CEV d'Orsay à 1,15 MeV/nucléon (soit 14 MeV pour les ions C^{++}) entre 30 Å et 5500 Å, en vue d'obtenir préférentiellement les spectres de C I et C II d'une part et les spectres de CV et C VI d'autre part.

Les caractéristiques des accélérateurs sont données TABLEAU I.

Le large domaine spectral étudié a nécessité l'utilisation de différents dispositifs optiques dont les caractéristiques sont résumées dans le TABLEAU II.

Le signal du détecteur était envoyé, soit directement sur un amplificateur de courant puis un enregistreur MECI, soit sur un analyseur 4000 canaux Hewlett Packard et un enregistreur ou sur un chaine de comptage CRC.

Nous verrons successivement :

I - METHODES D'ANALYSE.

II - SPECTRES D'IONS MONOEXCITES.

III - SPECTRES D'IONS DOUBLEMENT EXCITES.

IV - RAIES ENCORE NON IDENTIFIEES.

BIBLIOGRAPHIE

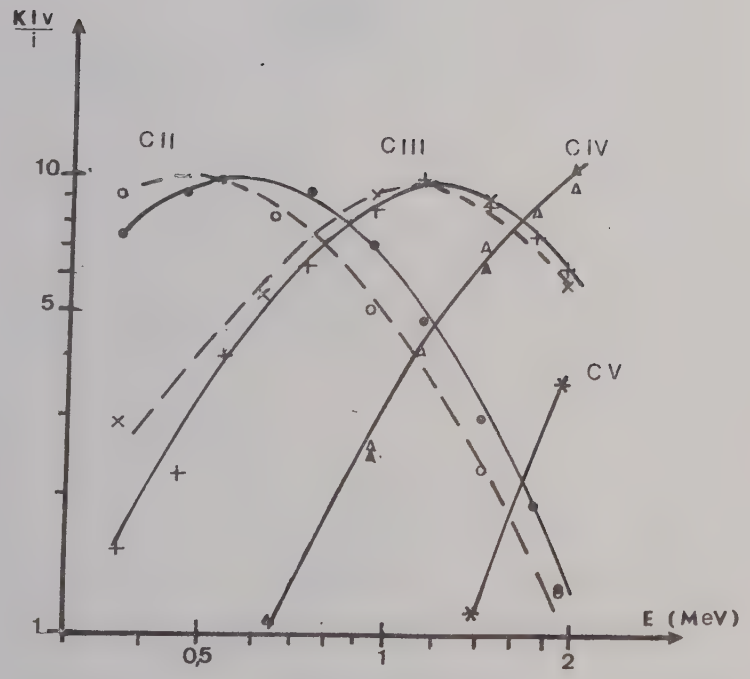
TABLEAU I

Accélérateur	Tension d'accélération	Dispersion en énergie	Intensité du faisceau	
S.A.M.E.S.	variable 30 - 120 KeV	$< 10^{-3}$	C^{+}	1 - 7 µA
VAN DE GRAAFF	variable 0,18 - 2 MeV	$\sim 10^{-3}$	C^{+}	1 - 3 µA
ALICE	fixe 1,15 MeV/nucléon		C^{++}	0,5 µA

TABLEAU II

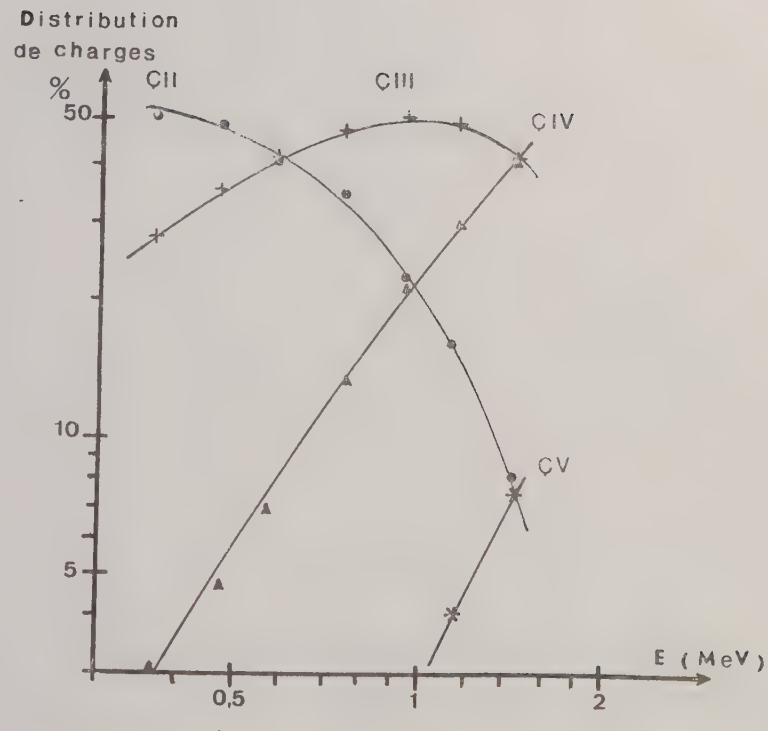
région spectale	spectromètre	réseau	système de détection	dispositif de projection
30-400 Å	Hilger à incidence rasante de 2m. (sous vide)	concave 600t/mm angle de blaze:1°30'	Bendix channeltron se déplaçant derriere la fente de sortie sur le cercle de Rowland.	fente d'entrée à 3cm de l'axe du faisceau. longueur du faisceau visé:1mm.
300-1300 Å	Hilger à incidence normale de 1m. (sous vide)	concave -600t/mm blaze900 Å -1200t/mm blaze1500 Å	Bendix channeltron	fente d'entrée à 5 cm de l'axe du faisceau. Longueur du faisceau visé:5mm.
1050-2000 Å	McPherson 0,35m montage Czerny-Turner.(sous vide) (ou Hilger normal)	plan 1200t/mm blaze1500 Å	Ascop EMR 541 F à fenêtre de LiF coupant à 1050 Å.	Lentille de projectionen LiF. longueur du faisceau visé: 1mm.
1900-7000 Å	Hilger 0,60m ou Spex 0,75m,montage Czerny-Turner.	600t/mm ou 1200t/mm blaze 2500, 3000ou5000 Å	EMI 6256 S ou EMI 9558 Q au dela de 6000 Å.	lentille de projection en quartz.Longueur du faisceau visé: 1mm.

Distribution de charges en fonction de l'énergie



ⓐ

mesures optiques



ⓑ

mesures electriques (3)

Figure 1.

I - METHODES D'ANALYSE

L'état de charge des ions excités après traversée de la cible dépend fortement de l'énergie du faisceau d'ions incidents. Ainsi grâce à l'accélérateur Van de Graaff qui peut être utilisé dans une gamme d'énergie étendue (0,18 - 2Mev), nous avons pu avoir des indications sur l'état de charge des ions excités en étudiant la variation de l'intensité des raies en fonction de l'énergie selon la méthode classique de Kay (1965) réf.1.

A - VARIATION DES INTENSITES AVEC L'ENERGIE

Pour tenir compte de l'intensité i du faisceau d'ions qui pouvait varier suivant l'énergie et du temps de transit des ions dans l'espace d'observation, nous avons tracé l'expression $\frac{KIv}{i}$ en fonction de l'énergie du faisceau incident, K étant une constante choisie pour calibrer tous les maxima à l'unité, I mesurant l'intensité des raies et v étant la vitesse de l'ion incident. Il a été tenu compte de la perte d'énergie dans la feuille pour le calcul de la vitesse et de l'énergie à la sortie de la cible, d'après les courbes données par Northcliffe (1963) réf.2. Les cibles avaient, au cours de toutes nos mesures, une épaisseur de l'ordre de $10 \mu g/cm^2$, épaisseur suffisante pour qu'il y ait équilibre des distributions de charge comme l'ont mis en évidence Smith et Whaling (1969) réf.3. Pour une cible de $10 \mu g/cm^2$ la perte d'énergie est de 38 keV à 0,5 MeV, 52 keV à 1,0 MeV et 62 keV à 2,0 MeV. L'imprécision sur l'épaisseur de la cible de l'ordre de $2 \mu g/cm^2$ conduit à une incertitude de l'ordre de 1% sur la vitesse du faisceau.

Les graphes obtenus pour CII, CIII, CIV sont donnés Figure 1 ; l'énergie maximum de notre domaine d'étude est trop

basse pour permettre de connaitre avec précision le maximum d'intensité de CIV et d'exciter notablement CV, aussi la courbe de CV n'est donnée qu'à titre indicatif.

La position des maxima d'intensité, pour chaque ion, ne varie que très peu en fonction de l'énergie des niveaux excités et ceci d'autant moins que les ions sont plus chargés, les niveaux étant plus serrés. Sur la Figure 1 sont représentées en pointillé les courbes pour les niveaux bas et en traits pleins les courbes pour les niveaux élevés : -pour CII les maxima se déplacent de 0,45 à 0,65 MeV

-pour CIII les maxima se déplacent de 1,1 à 1,2 MeV

-pour CIV aucun changement n'apparait lorsque l'énergie du niveau de l'ion excité augmente.

Le TABLEAU III résume les résultats représentés Figure 1.

Toujours Figure 1 nous avons tracé les variations de la distribution de charge pour des ions C^+ après traversée d'une cible de carbone de 10 $\mu g/cm^2$, d'après les mesures électroniques de Smith et Whaling réf.3. Les courbes sont très semblables à celles que nous avions tracées ; on constate seulement un léger décalage des maxima vers les basses énergies.

Ces graphes qui ne sont précis que pour des raies d'intensité notable, permettent en outre de mettre en évidence des superpositions de transitions d'états de charge différents : ainsi, la raie située à 2641 Å, attribuée à la transition $2s2p3p\,^4D - 2s2p4d\,^4F°$ de CII grandit encore après 0,7 MeV et se comporte comme une raie de CIII ou de CIV : à la transition de CII qui n'est pas douteuse vu l'intensité observée à basse énergie, se superpose une raie d'état de charge plus élevé.

TABLEAU III - Variation des intensités de quelques raies avec l'énergie.

Intensité aux différentes énergies (MeV)

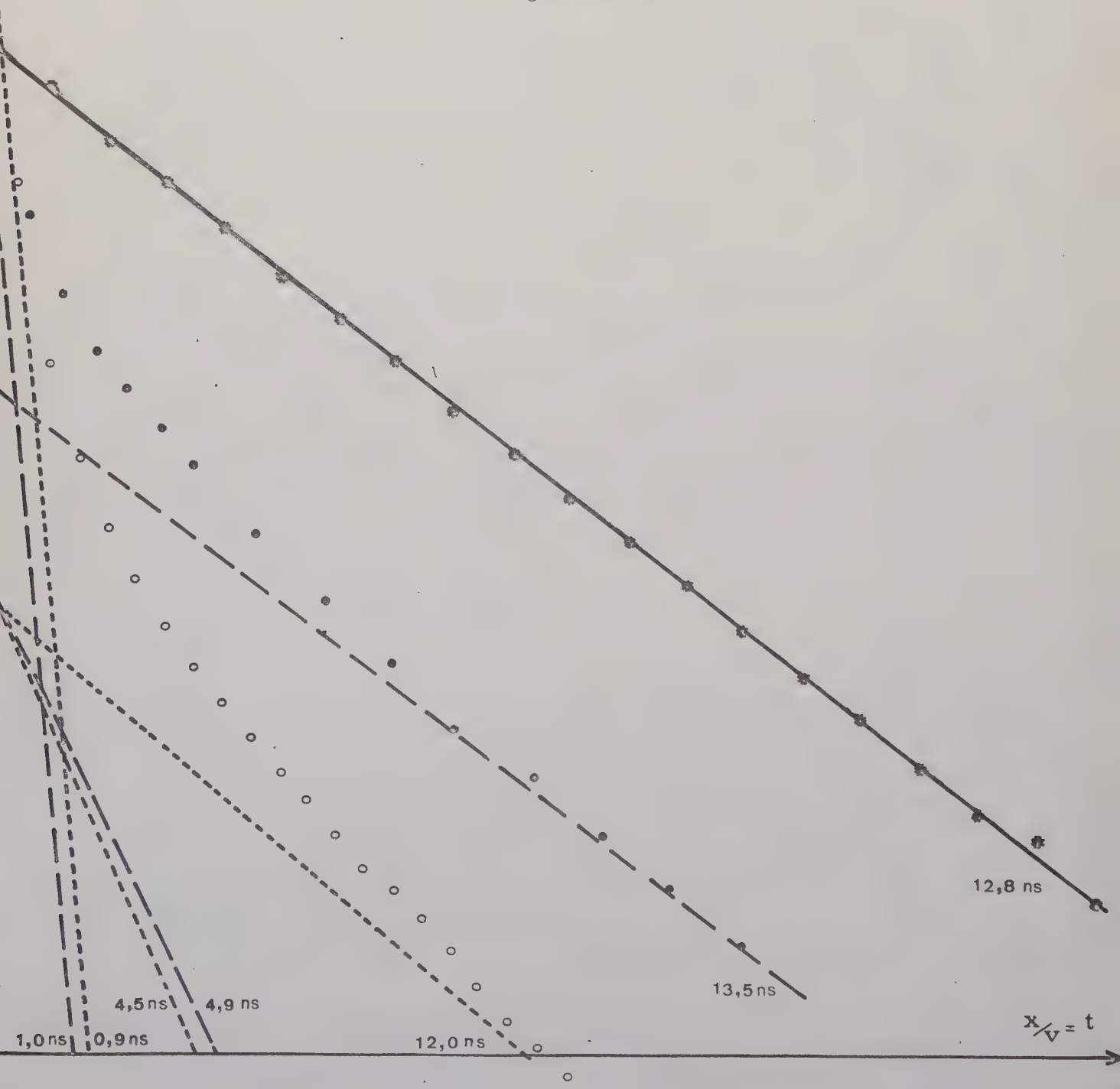
λ (Å)	Niv.Sup	E(eV)	0,365	0,462	0,539	0,655	0,948	1,145	1,440	1,637	1,935
C II											
1335	$2p^2\,^2D$	9,29	0,92			0,80	0,50		0,24		0,12
904	$2p^2\,^2P$	13,72									
3920	$2s^2 4s\,^2S$	20,15	0,73	0,90	1,0		0,75	0,49	0,30	0,19	0,13
3876	$2s2p4f\,^4G$	27,47									
C III											
977	$2s2p\,^1P°$	12,69	0,30			0,53	0,92		0,87		0,60
1176	$2p^2\,^3P$	17,04									
3887	$2s5f\,^3F$	43,04	0,15	0,22	0,4		0,86	1,0	0,92	0,76	0,62
C IV											
419	$3s^2S$	37,55				0,11	0,24		0,63		1,0
384	$3d^2D$	40,28									
3935	$6p^2P°$	58,37					0,26	0,41	0,70	0,85	0,95
C V											
2271-77	$2p^3P$	304,4							0,11		0,36
748	$4f\,^3F°$	370,82									

Log I

Figure 2.

Décomposition de la raie 2641 Å

0.5 MeV
1.5 "
2 "



B - VARIATION DES COURBES DE DECLIN AVEC L'ENERGIE

Sans entrer dans les détails des mesures de durée de vie des niveaux supérieurs des transitions excitées (CHAPITRE II), il faut cependant noter l'intérêt de l'étude du déclin radiatif des transitions après excitation par la cible pour aider à la compréhension du spectre. L'étude de cette raie 2641 Å montre un déclin assimilable à une pure exponentielle à faible énergie et à une somme d'exponentielles à haute énergie.

Sur la Figure 2 a été représenté $I = f(\frac{x}{v})$ pour 3 énergies différentes 0,5 MeV, 1,5 MeV et 2 MeV. On voit nettement en plus de la composante correspondant à la durée de vie du niveau $2s\,2p\,4d\ ^4F°$ de C II (τ=12,7 ns) deux composantes beaucoup plus courtes $\tau' \sim 1$ns $\tau'' \sim$ 4,7 ns. On pourait penser que le niveau $2s2p4d\ ^4F$ est peuplé par cascade provenant d'un niveau supérieur comme le niveau $2s2p5f\ ^4F°$ (qui ne peut être observé directement, sa longueur d'onde se situant hors de notre domaine spectral) niveau de durée de vie assez courte comme l'étude de la transition $2s2p3d\ ^4D$ - $2s2p5f\ ^4F°$ (2885 Å) l'indique τ = 3,4 ns, ce niveau plus élevé étant excité pour des énergies plus grandes. Mais les variations de l'intensité avec l'énergie (Fig.1) montrent que les courbes obtenues pour un même ion et de niveaux d'énergie très différents sont très semblables. Cette hypothèse peut donc être éliminée et seule une superposition avec une raie d'état de charge plus élevé (CIV, le plus probablement) peut expliquer ce comportement anormal.

D'autre part l'ordre de grandeur des constantes de déclin peut donner une indication sur l'état de charge le plus probable car les valeurs des durées de vie passent en général de l'ordre de quelques nanosecondes pour CII à quelques dizièmes de nanosecondes pour CIV.

II - SPECTRES D'IONS MONOEXCITES

Les spectres du carbone sont assez bien connus. Après l'étude, dans l'ultraviolet lointain, des spectres des ions légers par Edlen (1934) réf.4, Glad (1955) réf.5 et Bockasten (1955, 1956) réf.6 et 7 ont repris l'étude des spectres de CII, CIII et CIV, obtenus par excitation dans une source Théta Pinch. En outre des calculs complémentaires de Edlen et Löfstrand (1970) réf.8 prédisent les longueurs d'onde des transitions de CV les plus probables. Cependant une soixantaine de raies apparaissant sur nos spectres n'étaient pas répertoriées.

Nous allons successivement passer en revue les spectres des différents états de charge en notant pour chacun d'eux, les nouvelles transitions observées, leur identification ayant été en général mentionnée dans les articles donnés en annexe (a, b, c, d, e).

La précision des mesures en longueur d'onde est donnée pour chaque raie compte-tenu de l'élargissement Doppler et du dispositif expérimental utilisé. L'intensité des raies est donnée pour l'énergie la plus favorable à chacun des ions considérés.

Il faut noter que les premières mesures faites dans la région du visible ou du proche ultraviolet datent de 1969 (réf. a). L'amélioration des techniques a permis d'obtenir ensuite des spectres meilleurs ; les résultats donnés ci-après tiennent compte de différentes séries de mesures et ne correspondent pas toujours exactement à ceux donnés réf.a. D'autre part, dans la région 1200 Å - 2000 Å, étudiée au moyen du spectromètre Mac Pherson et du photomultiplicateur Ascop 541 F, les spectres étudiés ont une faible intensité et ne mettent en évidence que les raies les plus fortes répertoriées réf.5, 6 et 7.

SPECTRE DE C I

L'énergie du faisceau d'ions C^+ était dans les conditions expérimentales utilisées, trop forte pour obtenir avec une grande intensité les raies du carbone neutre, l'énergie la plus favorable à l'échange de charge étant certainement inférieure à 100 KeV, nous n'avons donc pu mettre en évidence que quelques transitions de la région 1100 Å - 2000 Å réf.9.

SPECTRE DE C II

Toutes les raies connues, répertoriées avec une intensité notable par Moore (1970) réf.10 ont été observées sauf la raie située à 799,8 Å correspondant à la transition $2s2p^2\ ^2D - 2s2p3d\ ^2F°$ qui n'apparait pas sur nos spectres pris à basse énergie (0,4 et 0,5 MeV) alors que la raie à 809 Å correspondant à la transition $2s2p^2\ ^2D - 2s2p3d\ ^2D°$ apparait avec une assez grande intensité. Edlen réf.4 leur avait attribué des intensités comparables comme il l'avait fait pour les deux transitions correspondantes (à 419 Å et 428 Å) de N III, isoélectronique de C II. Or dans N III nous avons effectivement observé (réf.11) ces deux raies avec des intensités du même ordre de grandeur et les durées de vie des niveaux $2s2p3d\ ^2D°$ et $2s2p3d\ ^2D°$ et $2s2p3d\ ^2F°$ ont été mesurées égales à 0,14 ns et 0,28 ns respectivement, c'est à dire du même ordre de grandeur. Mais dans le cas de l'azote ces niveaux sont encore situés au dessous du premier potentiel d'ionisation $2s^2(^1S°)$ alors que dans le cas du carbone ces niveaux sont au dessus. L'absence de la raie 799,8 Å, et la présence de la raie 809 Å conduit à penser que le niveau $2s2p3d\ ^2D°$ est métastable vis à vis de l'autoionisation contrairement au niveau $2s2p3d\ ^2F°$ qui autoionise, sans donner lieu à une désexcitation radiative*. Ceci est compatible avec les règles de sélections relatives à l'autoionisation

* *cf partie II à propos des états doublement excités, plus de détails sur les états autoionisants.*

par intéractions Coulombiennes en couplage LS : conservation de la parité, $\Delta J=0$, $\Delta L=0$ et $\Delta S=0$. On peut schématiser les deux processus d'autoionisation par

- $2s2p3d\ ^2D^\circ \rightarrow 2s^2\ (^1S_o) + k^2L$ en caractérisant l'électron par la notation k^2L

Le premier terme est impair, S = 1/2, L = 2

Le second terme correspond à la somme d'un terme pair, S = 0, L = 0 et d'un terme s = 1/2, l = ?

$\Delta S = 0$ est vérifié

$\Delta L = 0$ conduit à l = 2 niveau pair incompatible avec la conservation de la parité qui doit nous amener à un niveau impair.

Donc ce mécanisme est impossible.

- $2s2p3d\ ^2F^\circ \rightarrow 2s^2\ (^1S_o) + k^2L$

Le premier terme est impair, S = 1/2, L = 3

Le second terme correspond à la somme d'un terme pair, S = 0, L = 0 et d'un terme s = 1/2, l = ?

$\Delta S = 0$ est vérifié

$\Delta L = 0$ conduit à l = 3 qui est impair et vérifie la règle de conservation de la parité.

Donc l'autoionisation est possible.

SPECTRE DE C III

Comme pour C II toutes les raies connues, répertoriées par Moore (1970) avec une intensité notable ont été observées, mais en outre quelques raies nouvelles ont pu être identifiées à partir des niveaux connus. Ce sont des raies faibles et pour certaines d'entre elles (notées avec un astérisque) il est possible qu'il y ait superposition avec des raies de C IV.

Le TABLEAU IV donne la liste de ces raies et les identifications que nous proposons.

Quelques remarques peuvent être faites à propos de ces raies nouvellement identifiées :

- Le niveau $2s7p\ ^3P^\circ$ n'est pas connu, par contre le niveau $2s7p\ ^1P^\circ$ l'est ; l'extrapolation de la séparation entre singu-

TABLEAU IV Raies nouvellement observées dans CIII

λexp.(Å)	$I_{(1,2\ MeV)}$	Transition proposée	λthéor.(Å)
818 ± 1	f	$2p^2\,^3P - 2s3p\,^3P^\circ$ (b)	817,9
943 ± 1*	f	$2s3s\,^3S - 2s5p\,^3P^\circ$ (b)	943,2
		$2s3p\,^3P^\circ - 2s7d\,^3D$	944,0
1005 ± 1*	f	$2s3s\,^3S - 2p3s\,^3P^\circ$ (b)	1005,5
1015 ± 1*	m	$2s3p\,^3P^\circ - 2s6d\,^3D$ (b)	1016,4
1366 ± 2	f	$2p3d\,^3D^\circ - 2p5f\,^3F$	1366,3
2059 ± 2*	m	$2p3d\,^3F^\circ - 2p4p\,^3D$	2058,0
2259 ± 2	m	$2p3d\,^3P^\circ - 2p4p\,^3P$	2258,6
(2315 ± 2)	m	$(2s4d\,^3D - 2s7p\,^3P^\circ)$	
2386 ± 2*	m	$2p3d\,^3P^\circ - 2p4p\,^3D$ (a)	2387,8
2913 ± 2	m	$2p4d\,^3D^\circ - 2p6p\,^3P$ (a)	2912,7
4710 ± 2	f	$2p4d\,^3D^\circ - 2p5p\,^3P$	4709,4

Les réferences (a) et (b) renvoient aux articles (a) et (b) donnés en annexe, où sont mentionnées pour la première fois ces identifications.

L'astérisque * indique une superposition probable.

Les longueurs d'onde théoriques ont été calculées à partir des niveaux répertoriés par Moore ref.10.

let et triplet np ($^3P - {}^1P$) en fonction de $(n^*)^{-3}$ (Edlen réf.12) n'est pas possible ici à cause de l'importance des intéractions de configuration, mais il est raisonnable de penser que ces deux niveaux sont très proches. Nous suggérons d'attribuer à la raie située à 2315 Å, l'identification 2s4d ^3D - 2s7p $^3P°$. Compte-tenu de l'imprécision de nos mesures de longueurs d'onde cette raie pourrait correspondre aux raies observées vers 2317 Å par Edlen réf.4, et non identifiées.

- La raie située à 818 Å a été attribuée à une transition à deux électrons ($2p^2\ ^3P - 2s3p\ ^3P°$) ; elle est issue du même niveau supérieur que la raie 4650 Å très intense ($2s3s\ ^3S - 2s3p\ ^3P°$). Les probabilités de transition théoriques* pour ces deux transitions sont dans le rapport 1 à 30 ou 1 à 15 suivant les auteurs, rapports cohérents avec l'estimation du rapport des intensités que nous avons pu faire.

- D'autre part, quatre de ces raies nouvellement identifiées sont issues de niveaux situés au dessus du premier potentiel d'ionisation de C IV : niveaux 2p5p ^3P et 2p6p ^3P, 2p4d $^3D°$, et 2p5f ^3F niveaux métastables vis à vis de l'autoionisation par intéractions Coulombiennes dans les spectres obtenus par "beam foil". Ces niveaux sont les seuls à donner lieu à des transitions radiatives en se désexcitant. Une remarque analogue avait été faite à propos du spectre du béryllium neutre appartenant à la configuration 2pnl (Hontzeas et al. réf.13).

SPECTRE DE C IV

Toutes les transitions répertoriées par Moore sont observées mais en plus, une vingtaine de raies issues principalement de niveaux élevés apparaissent sur nos spectres. Leur identification a été faite à partir des niveaux donnés par Moore ou d'après les calculs de Edlen (1956) réf.14 pour les transitions entre niveaux élevés ($n > 6$). Nous avons complété ces calculs pour couvrir le domaine spectral 2000 Å - 6000 Å,

* *cf. discussion Chapitre II, partie II.*

en utilisant pour les termes spectraux la valeur approchée hydrogénique :

$$T_n = \frac{R_c \zeta^2}{n^2} \quad \text{avec } R_c \zeta^2 = 1755717 \text{ cm}^{-1}$$

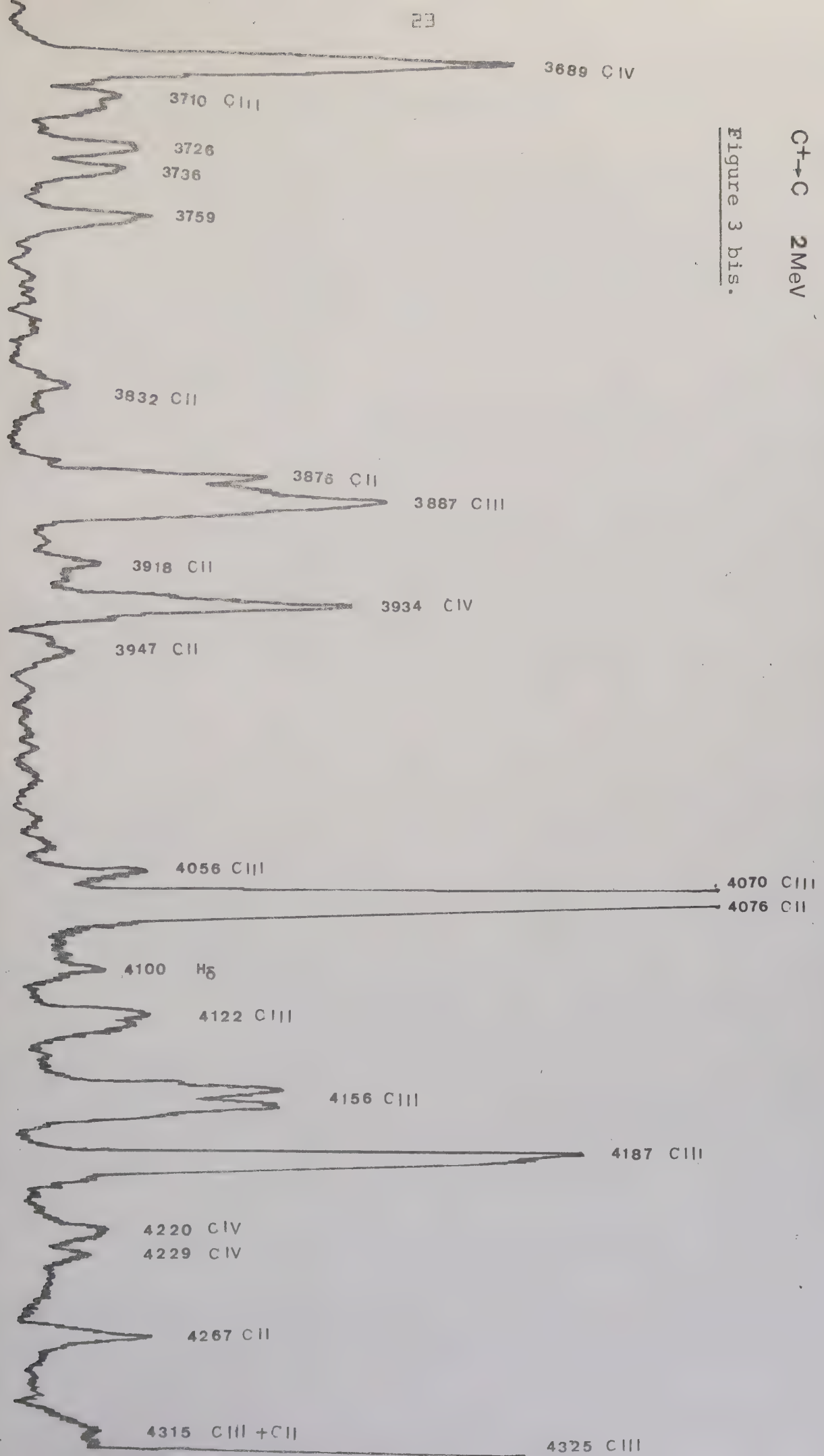
Le bon accord entre les valeurs des longueurs d'onde déduites de l'énergie des termes ainsi déterminée et les longueurs d'onde observées ($\Delta\lambda \sim 2$ Å représentant l'imprécision sur la mesure des longueurs d'onde) confirme l'identification des raies situées à 2059 Å (5 - 9), 3202 Å (6 - 10) et 5471 Å (7 - 10).

Pour les transitions entre niveaux de nombre quantique principal n supérieur à 10, il est difficile d'affirmer que les raies correspondantes apparaissent sur nos spectres à cause des superpositions possibles (la mauvaise résolution de nos spectres ne permet pas de séparer deux raies situées dans la région visible, distantes de moins de cinq Å). Néanmoins les transitions 6 - 11 (2919 Å) et 6 - 12 (2734 Å) sont probables ; des raies situées à 2917 Å et 2732 Å apparaissant au pied des raies 2906 Å et 2725 Å de C IV et C III. De plus une raie faible située à 2607 Å correspond sans doute au mélange de C III (2610-15 Å) et C IV 6 - 13 (2606,5 Å) ; dans les spectres pris à une énergie inférieure à 2 MeV, quand la transition de C IV a disparu, la raie de C III est pure et son maximum se situe alors à 2611 Å. De même seule la transition 7 - 12 semble être vue à 4229 Å. Les raies correspondant aux transitions 7 - 11 et 7 - 13 sont masquées par les raies intenses de C IV ($6f\ ^2F^\circ - 8d\ ^2D$ et $5s\ ^2S - 6p\ ^2P^\circ$).

Quant aux transitions issues de niveaux dont le nombre quantique principal n est supérieur à 13, si le calcul indique que leurs longueurs d'onde sont voisines des longueurs d'ondes de raies encore inconnues, faibles pour la plupart, il ne peut s'agir que de coïncidence car les intensités relatives de ces raies ne sont pas cohérentes (cf. spectres fig.3).

$C^{+} \rightarrow C$ 2MeV

Figure 3.



C+→C 2MeV

Figure 3 bis.

TABLEAU V Raies nouvellement observées dans C IV

λ (Å)	$I_{(2\ MeV)}$	Transition proposée
595,5±1	f	$3d\,^2D - 8f\,^2F^\circ$ ($3s\,^2S - 6p\,^2P^\circ$)
609 ±1	m	$3p\,^2P^\circ - 7d\,^2D$
615 ±1	Tf	$3p\,^2P^\circ - 7s\,^2S$
627 ±	Tf	$3d\,^2D - 7f\,^2F^\circ$
660 ±1	f	$3p\,^2P^\circ - 6d\,^2D$ (b)
672 ±1*	f	$3p\,^2P^\circ - 6s\,^2S$ (b)
682,5±1	m	$3d\,^2D - 6f\,^2F^\circ$ (b)
685 ±1	f	($3s\,^2S - 5p\,^2P^\circ$; $3d\,^2D - 6p\,^2P^\circ$)
799 ±1	F	($3d\,^2D - 5f\,^2F^\circ$ (b) ; $3p\,^2P^\circ - 5s\,^2S$)
2059 ±2 *	f	5 - 9
2120 ±2	Tf	$5s\,^2S - 8p\,^2P^\circ$
2347 ±2	Tf	$5d\,^2D - 8p\,^2P^\circ$
2607 ±5 *	f	6 - 13 ?
2734 ±5	f	6 - 12 ?
2919 ±5 *	f	6 - 11 ?
3202 ±2 *	m	6 - 10
3710 ±2	f	($6d\,^2D - 9p\,^2P^\circ$; $6s\,^2S - 9p\,^2P^\circ$)
4219 ±2	f	$6s\,^2S - 8p\,^2P^\circ$
4229 ±2	Tf	7 - 12 ?
4554 ±2	f	$6p\,^2P^\circ - 8d\,^2D$
4735 ±2	Tf	$6d\,^2D - 8p\,^2P^\circ$
5469 ±2	f	7 - 10

*L'astérisque indique une superposition

Les réfèrences (b) renvoient à l'article (b) donné en annexe, où sont mentionnées pour la première fois ces raies.

Les raies 5 - n' et 8 - n' sont situées soit dans l'ultraviolet (1000 - 2000 Å) soit dans le rouge ($\lambda > 6000$ Å) c'est à dire dans deux régions spectrales que nous avons mal explorées ; nous n'avons donc pu les observer.

Le TABLEAU V donne la liste des transitions de C IV nouvellement observées.

SPECTRE DE C V

Les raies de C V apparaissent assez faiblement sur nos spectres pris aux énergies de 2 MeV ou 14 MeV, car aucune de ces énergies n'est favorable à l'excitation de l'ion C V, l'une étant trop basse et l'autre trop élevée. Néanmoins un certain nombre de raies non tabulées par Moore apparait sur nos spectres. En plus de ces raies nouvelles, nous observons les deux raies de résonance à 34,97 Å et 40,27 Å, les raies données par Edlen dans le TABLEAU I de la réf. 4 avec des intensités supérieures à 2 et les raies obtenues par l'excitation laser du polyethylène $(C_2H_n)_n$ par Boland et al. (1968) réf.15 (raies 672,1 Å, 717,6 Å, 748,4 Å, 757-760 Å et 2981 Å et 4944 Å). A propos de cette dernière raie située à 4944 Å, il faut rappeler qu'elle correspond aux transitions 6 - 7 que nous n'avons pas résolues ; Bakken et al. (1969) réf.16 dans une expérience semblable aux notres mais utilisant non pas la visée perpendiculaire à l'axe du faisceau, mais une visée axiale qui lui permettait d'éliminer l'élargissement Doppler au premier ordre a ainsi pu séparer les transitions 6f - 7g (4943,2 Å), 6g-7h (4944,3 Å) et 6h - 7i (4944,7 Å).

Excepté la raie située à 497 Å (3p - 5d), que nous avons identifiée d'après les calculs de Moore faits à partir des termes donnés par Edlen réf.8, nous avons identifié les transitions nouvellement observées en considérant que pour les nombres quantiques orbitaux n et l assez élevés, l'ion C V se comportait comme un Hydrogénoïde et que la formule de Ritz, en négligeant le défaut quantique, donnait dans ce cas l'énergie des termes avec une précision suffisante. Nous avons

vérifié ceci en comparant pour ces raies nouvelles, les longueurs d'onde observées, celles tirées de la formule de Ritz, celles obtenues à partir des niveaux de C VI calculés par Garcia et Mack réf.17 en utilisant la formule d'extrapolation donnée par Edlen réf.12 :

$$E_{nl}(C\,V) = E_{nl}(C\,VI) \times \left(\frac{6}{5}\right)^2$$

et aussi celles obtenues à partir de la formule de polarisation (réf.12 et réf.8). Ces résultats sont donnés TABLEAU VII.

La formule de polarisation, pour les termes hydrogénoïdes, tient compte de l'évolution du défaut quantique δ, pour les termes nd, nf, ng, nh..., avec le nombre quantique l de l'électron externe : δ est déterminé presque entièrement par la polarisation du coeur dans le champ de l'électron externe.

$$\Delta p = T - T_H = \alpha_d\, R \langle r^{-4} \rangle - \alpha_q\, R \langle r^{-6} \rangle$$

avec T_H = la valeur du terme hydrogénique

R = la constante de Rydberg

α_d & α_q = les polarisabilités dipolaire et quadrupolaire du coeur de l'atome.

En appliquant ceci à C V (Z = 6 et $\zeta = 5$), l'énergie du terme est donnée par :

$$T_{nl} = R_c\, \zeta^2\, n^{-2} + \Delta r_{nl} + \Delta p_{nl}$$

avec $\Delta r_{nl} = R_c\, \alpha^2\, \zeta^4\, n^{-4} \left(\frac{n}{l + 1/2} - \frac{3}{4}\right)$

α = la constante de structure fine de Sommerfeld

$R_c = 109732{,}30\ cm^{-1}$

$\Delta p_{nl} = \alpha_d\, \zeta^4\, P_{nl}\, (1 + \zeta^2\, \frac{\alpha_q}{\alpha_d}\, q_{nl})$, avec $P_{nl} = R\, \frac{\langle r^{-4} \rangle}{\zeta^4}$ et $q_{nl} = \frac{\langle r^{-6} \rangle}{\zeta^6} \times \frac{\zeta^4}{\langle r^{-4} \rangle}$, et dans le cas de CV $\alpha_d = \frac{9}{2} Z^{-4}$ et $\alpha_q = 15\, Z^{-6}$

TABLEAU VI Energies des termes spectraux

Terme	$\Delta p\,(cm^{-1})$	$\Delta r\,(cm^{-1})$	$\frac{R_c \times \zeta^2}{n^2}\,(cm^{-1})$	$T\,(cm^{-1})$
$3d\,^3D$	197,9	20,2	304811,9	305030,0
$4f\,^3F°$	9,3	5,6	171456,7	171471,6
$5f\,^3F°$	5,1	3,95	109732,3	109742,25
$5g\,^3G$	1,2	2,1	"	109735,6
$6g\,^3G$	0,8	1,6	76203,0	76205,4
$6h\,^3H°$	0,25	1,0	"	76204,2
$7g\,^3G$	0,5	1,2	55985,9	55987,6
$7h\,^3H°$	0,2	0,8	"	55986,9
$7i\,^3I$	0,07	0,5	"	55986,4
$8g\,^3G$	0,37	0,9	42864,2	42865,5
$8h\,^3H°$	0,12	0,6	"	42864,9
$8i\,^3I$	0,05	0,4	"	42864,6
$9i\,^3I$	0,04	0,35	33868,0	33867,4
$10k\,^3K°$	0,01	0,2	27433,1	27433,3

TABLEAU VII Raies nouvellement observées dans CV

λexp.(Å)	I (2MeV)	I (14MeV)	Transition	λthéor.(Å) Ritz	CVI	polarisation
497± 2		f	3p - 5d [d]	512,6	512,38	
512± 2		f	3d - 5f [d]		512,54	512,06
777± 2		Tf	4f - 8g	777,65	777,60	777,56
866± 2		Tf	4f - 7g [d]	866,0	865,97	865,92
1050± 2		Tf	4f - 6g [d]	1049,8	1049,76	1049,69
1480±15		f	5g - 8h [f]	1495,5	1495,43	1495,42
1625±15		F	4f - 5g [f]	1620,1	1619,96	1619,80
1858± 2	Tf		5g - 7h	1860,6	1860,52	1860,51
2364± 2	f	Tf	6h - 9i [a]	2361,4	2361,34	2361,29
2981± 2	+CIII	F	5g - 6h [g]	2981,6	2981,44	2981,41
3000± 2	f		6h - 8i [a]	2998,6	2998,56	2998,58
3502± 2	Tf	f	7i -10k	3501,4	3501,23	3501,24
4945± 2	m	F	6h - 7i [g]	4944,9	4944,75	4944,75

Les références [a] et [d] renvoient aux articles (a) et (d) donnés en annexe, où sont mentionnées pour la première fois ces raies.
Les références [f] renvoient à l'article de Dufay et al. réf.18
Les références [g] renvoient à l'article de Boland et al.ref.15 , où sont mentionnées pour la première fois ces identifications.

Il vient donc :

$$\Delta p_{n1} = \frac{9}{2} \left(\frac{\zeta}{Z}\right)^4 P_{n1} \left(1 + \frac{10}{3} \left(\frac{\zeta}{Z}\right)^2 q_{n1}\right)$$

Les P_{n1} et q_{n1} étant donnés réf.19, pour un certain nombre de termes n1, nous avons calculé les Δp et Δr pour les transitions n1 - n'1' ayant les plus grandes valeurs possibles de 1 (ces transitions sont observées avec la plus grande intensité).

Les résultats sont donnés TABLEAU VI

Compte-tenu de la précision sur nos mesures de longueurs d'onde, à partir de $n > 3$ la formule de Ritz est une bonne approximation, n et 1 suffisamment grands conduisant vite à Δp et $\Delta r < 1\ cm^{-1}$.

On peut remarquer que nous n'avons pu mettre en évidence avec certitude la raie 3526,7 Å correspondant à la transition $2s\ ^1S - 2p\ ^1P^\circ$. Cette transition est nettement apparue dans les spectres de N VI et O VII obtenus à Orsay à l'énergie de 1,15 MeV/nucléon (réf.18). L'énergie de 2 MeV était trop basse pour exciter notablement C V, aussi l'absence de cette raie est normale sur nos spectres à 2 MeV. D'autre part, la mauvaise résolution des spectres obtenus à Orsay ne permet pas de séparer la raie de C V (7i - 10k) à 3502 Å et cette raie éventuelle.

Spectre de C VI

Des niveaux de CVI calculés par Garcia et Mack réf.17, il a été possible de déduire les longueurs d'onde d'une dizaine de transitions qui n'avaient encore jamais été observées. Nous donnons leur liste TABLEAU VIII. Nous y avons ajouté les autres transitions de C VI apparaissant sur nos spectres, qui avaient seulement été observées par Tyren réf.19 et 20 par Fawcett et al. réf.21 dans une source Théta Pinch pour la transition 1s - 2p à 33,7 Å et par Boland réf.15 pour les transitions situées à 520 Å, 728 Å, 1125 Å, 2070 Å, 3138 Å et 3434 Å.

TABLEAU VIII Raies observées dans CVI

λexp.(Å)	I(14MeV)	Transition proposée	λthéor.(Å)
33,5± 0,5	m	1s - 2p (f)	33,73
120,5± 0,5	f	2p - 5d (d)	120,49
135 ± 0,5	f	2p - 4d (d)	134,95
182 ± 0,5	F	2p - 3d (d)	182,19
356 ± 2	Tf	3d - 5f (d)	355,90
520 ± 2	F	3d - 4f (g)	520,61
601 ± 2	Tf	4f - 7g (d)	601,37
728 ± 2	m	4f - 6g (g)	728,90
1125 ± 2	m	4f - 5g (g)	1124,97
2070 ±10	F	5g - 6h (g)	2070,39
		(6h - 8i)	(2082,28)
2430 ±15	f	7i -10k	2431,37
2910 ±15	f	8k - 12	2915
3138 ±15	f	7i - 9k (g)	3138,78
3434 ±10	F	6h - 7i (g)	3433,82
		(8k - 11)	(3438)
3935 ±15	f	9 - 13	3946
4670 ±15	f	9 - 12	4685
5285 ±15	f	7i - 8k	5290,72

Les réfèrences (d,f,g) renvoient aux articles où sont mentionnées pour la première fois ces identifications; (d) correspond à l'article (d) donné en annexe, (f) aux réf.19 ,20 et 21 et (g) à la réf.15 .

Il faut remarquer que les transitions 5 - 6 (2070 Å) et 6 - 7 (3434 Å), notées intenses apparaissent dès 2 MeV, les autres transitions étant masquées par des transitions appartenant à un état de charge plus bas.

Compte-tenu de ces nouvelles identifications, les diagrammes de C II, C III, C IV, C V et CVI ont été tracés et sont donnés Figures 4 - 4bis, 5 - 5bis, 6, 7 et 8. Pour en faciliter la lecture, seules les longueurs d'onde des transitions intenses donnant lieu à une mesure de durée de vie ont été notées. Les transitions nouvellement identifiées sont représentées par des pointillés. Sur ces diagrammes, tous les niveaux connus ont été marqués, sauf les niveaux autoionisants ne donnant pas lieu à une désexcitation radiative.

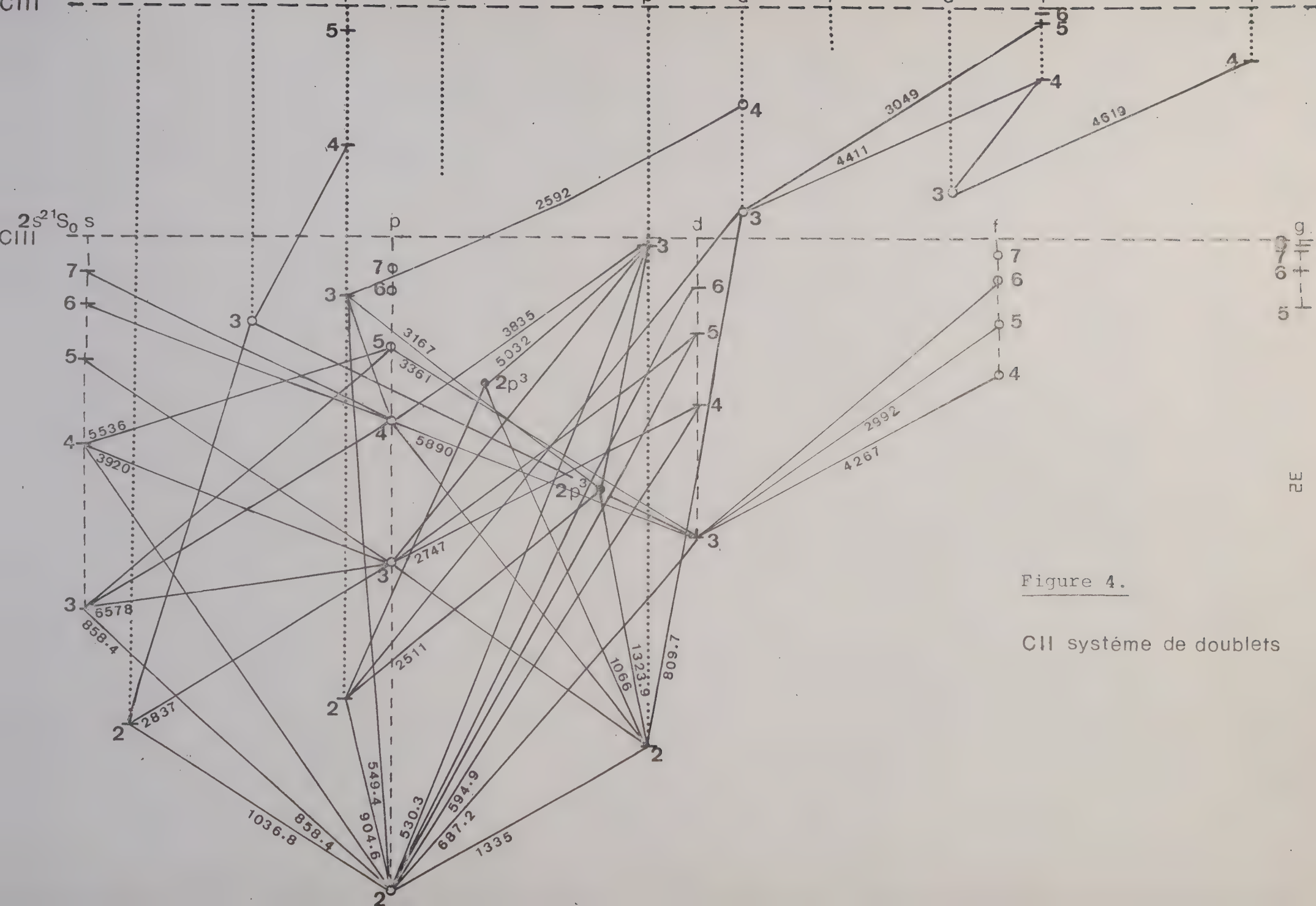


Figure 4.

CII système de doublets

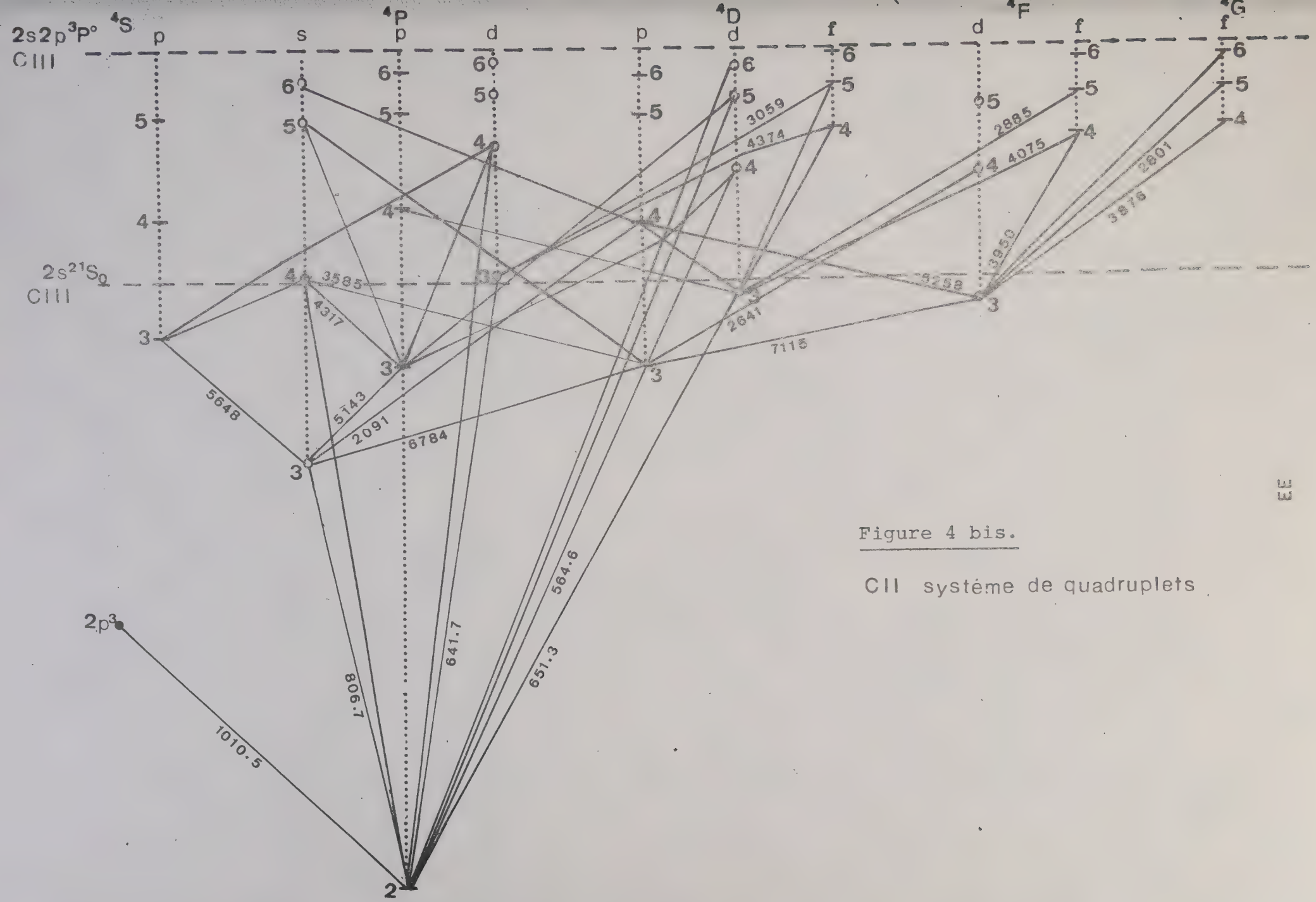


Figure 4 bis.

CII système de quadruplets

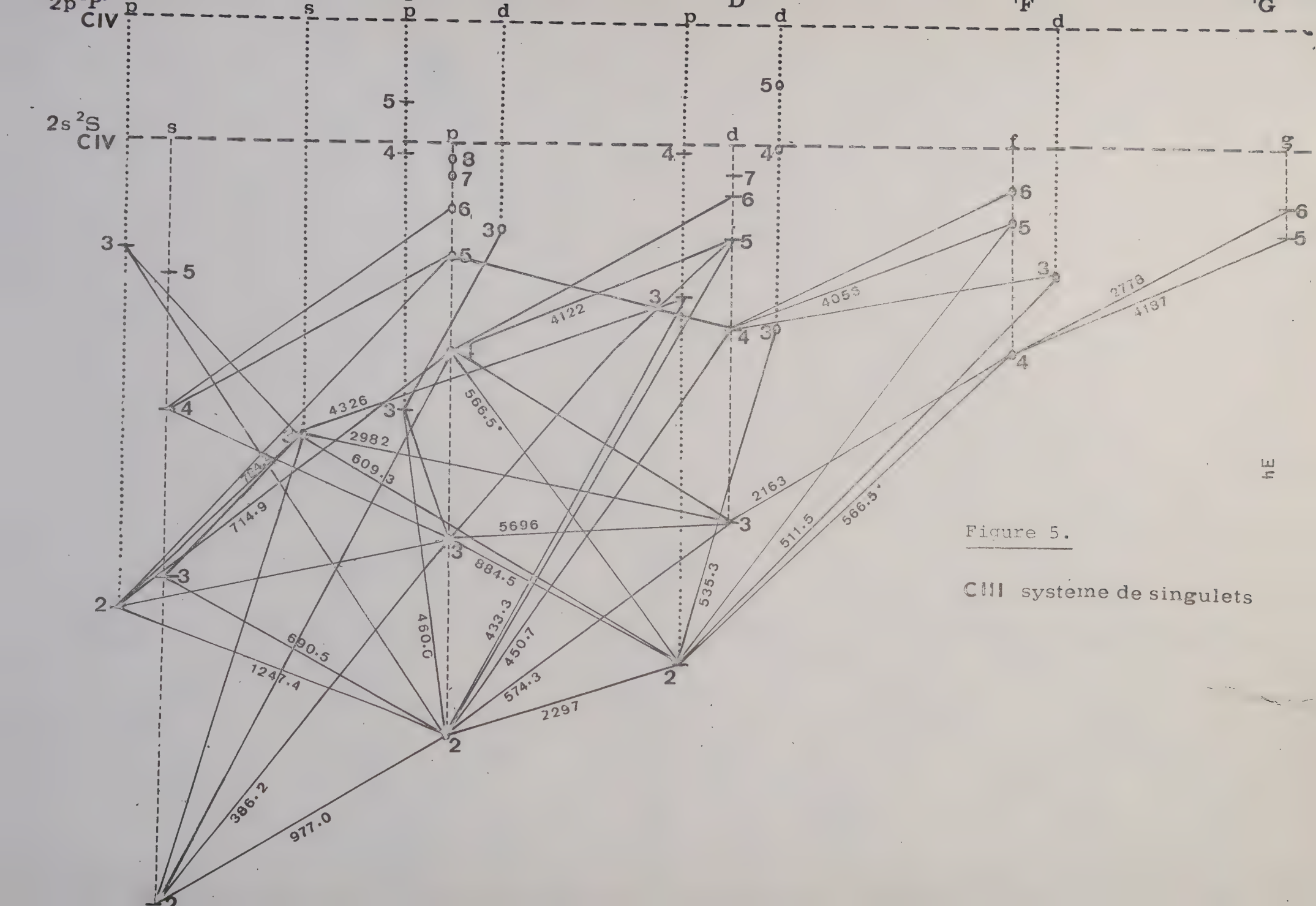


Figure 5.

CIII systeme de singulets

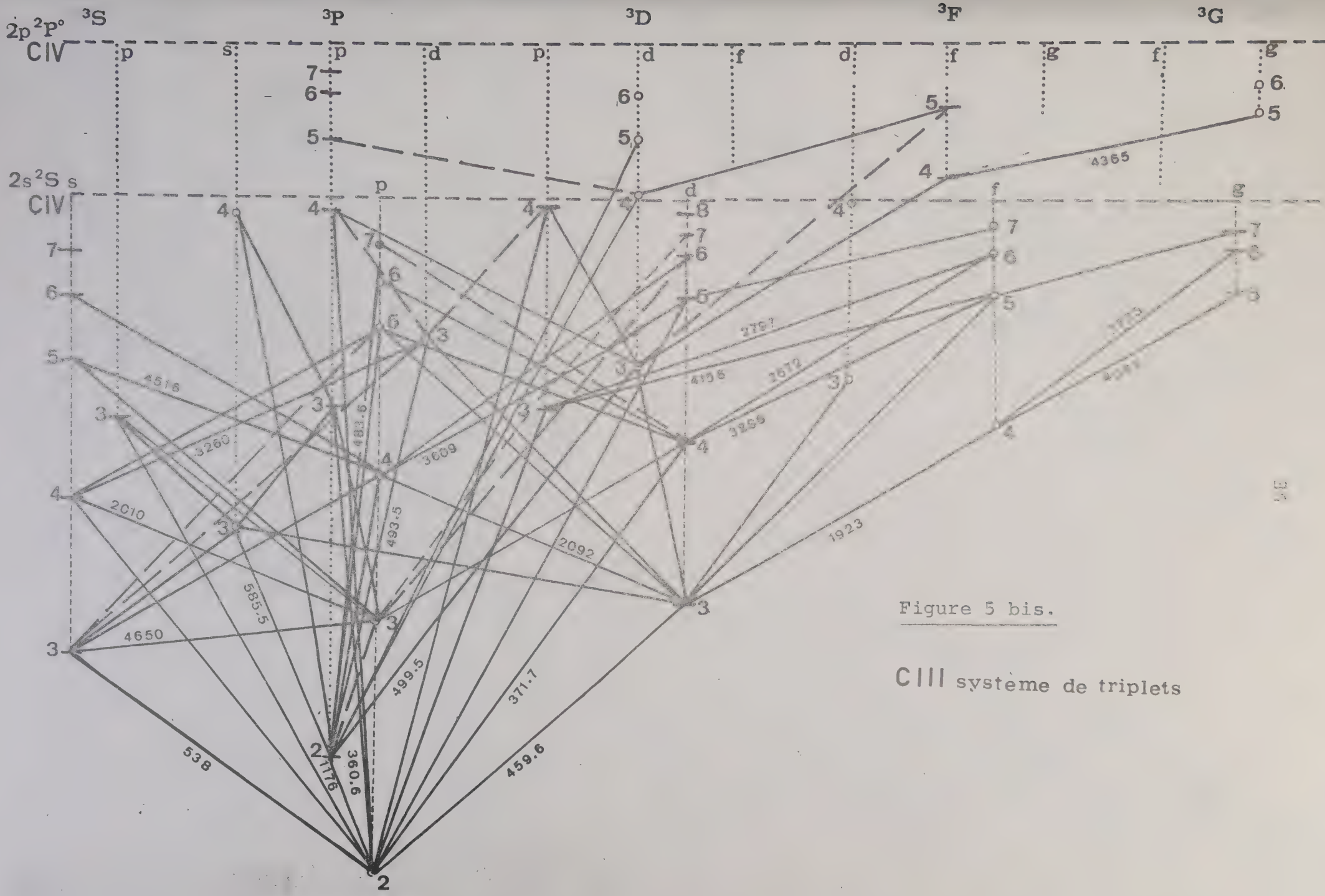


Figure 5 bis.

CIII système de triplets

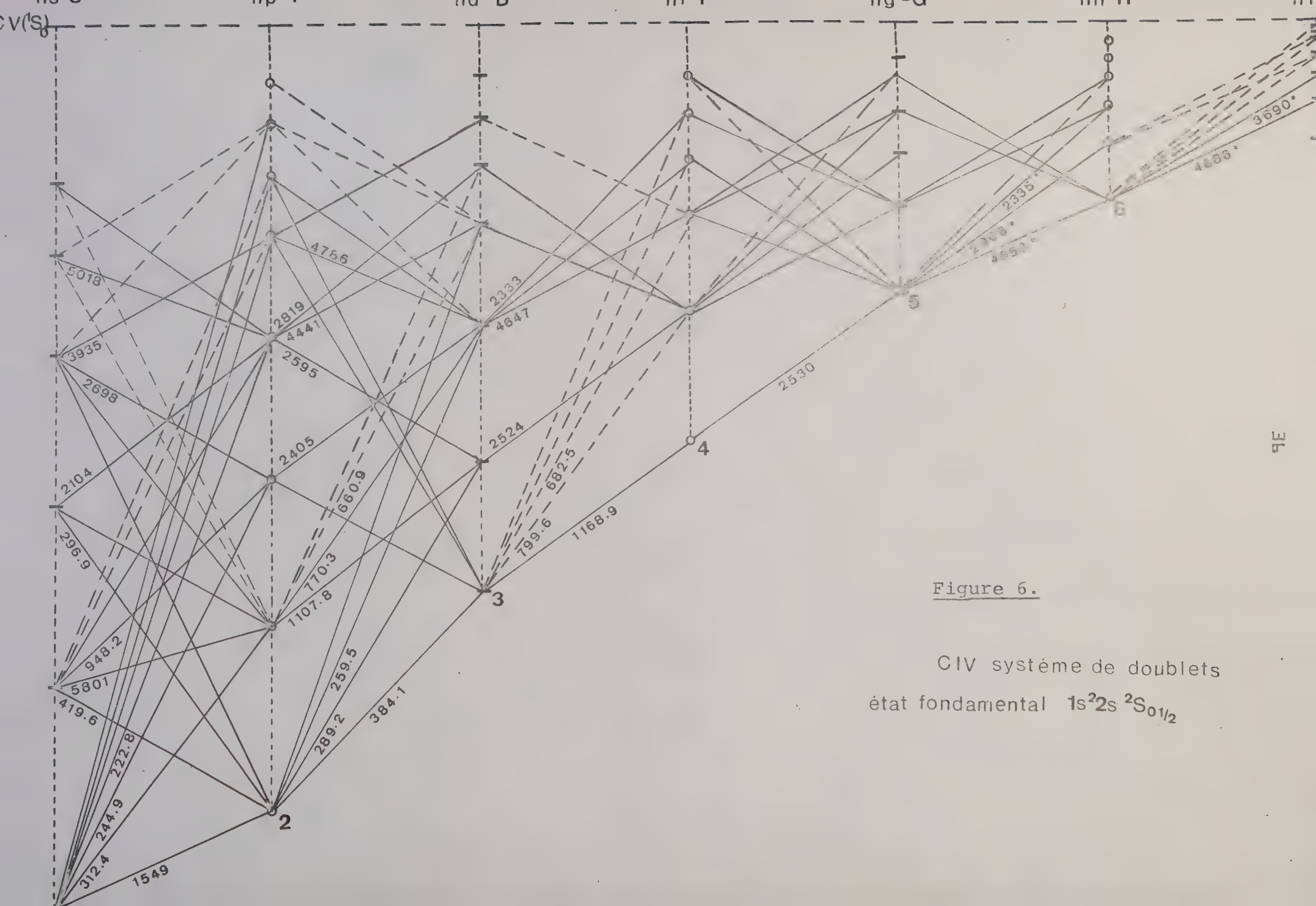


Figure 6.

CIV système de doublets

état fondamental $1s^2 2s\ ^2S_{01/2}$

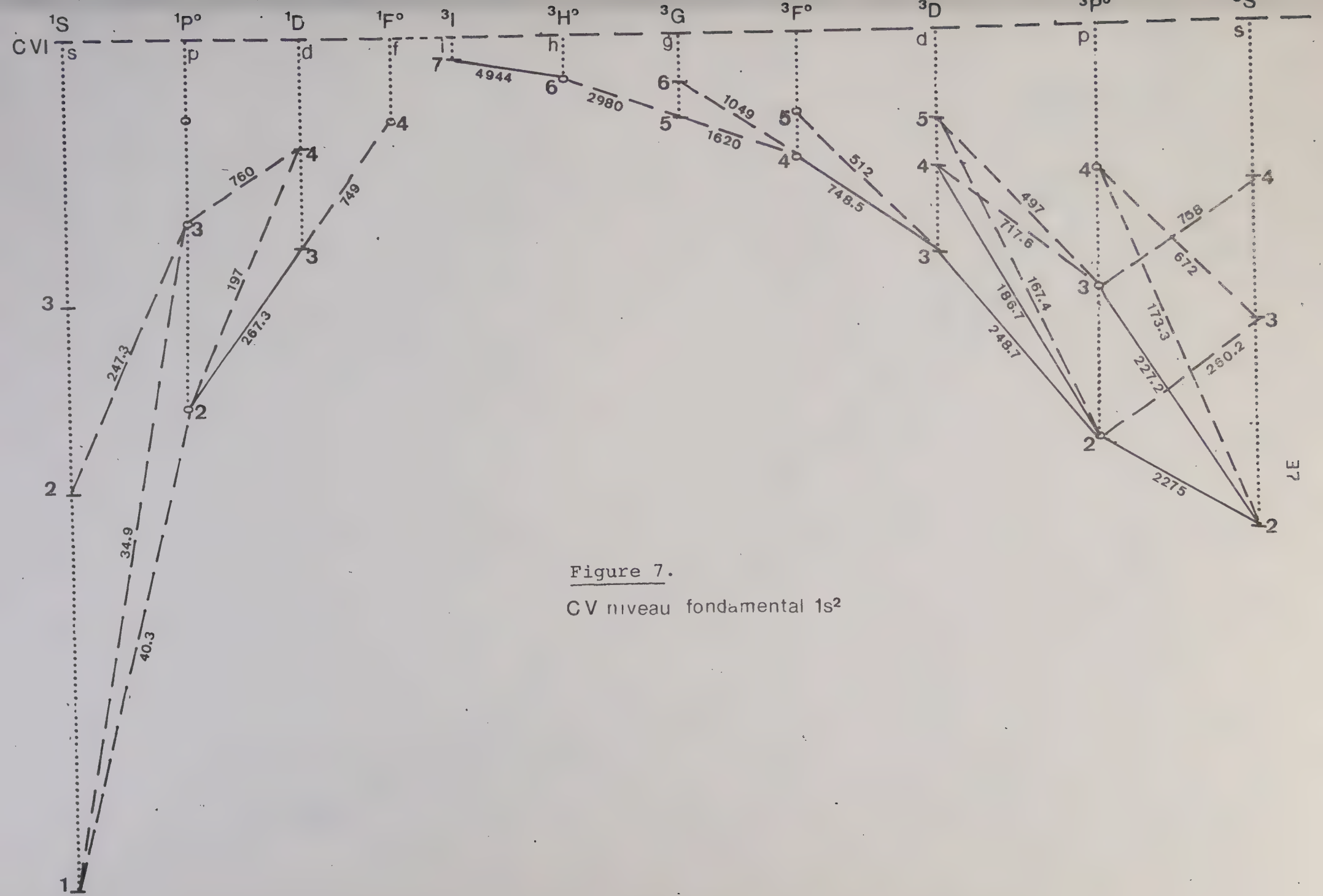


Figure 7.

CV niveau fondamental $1s^2$

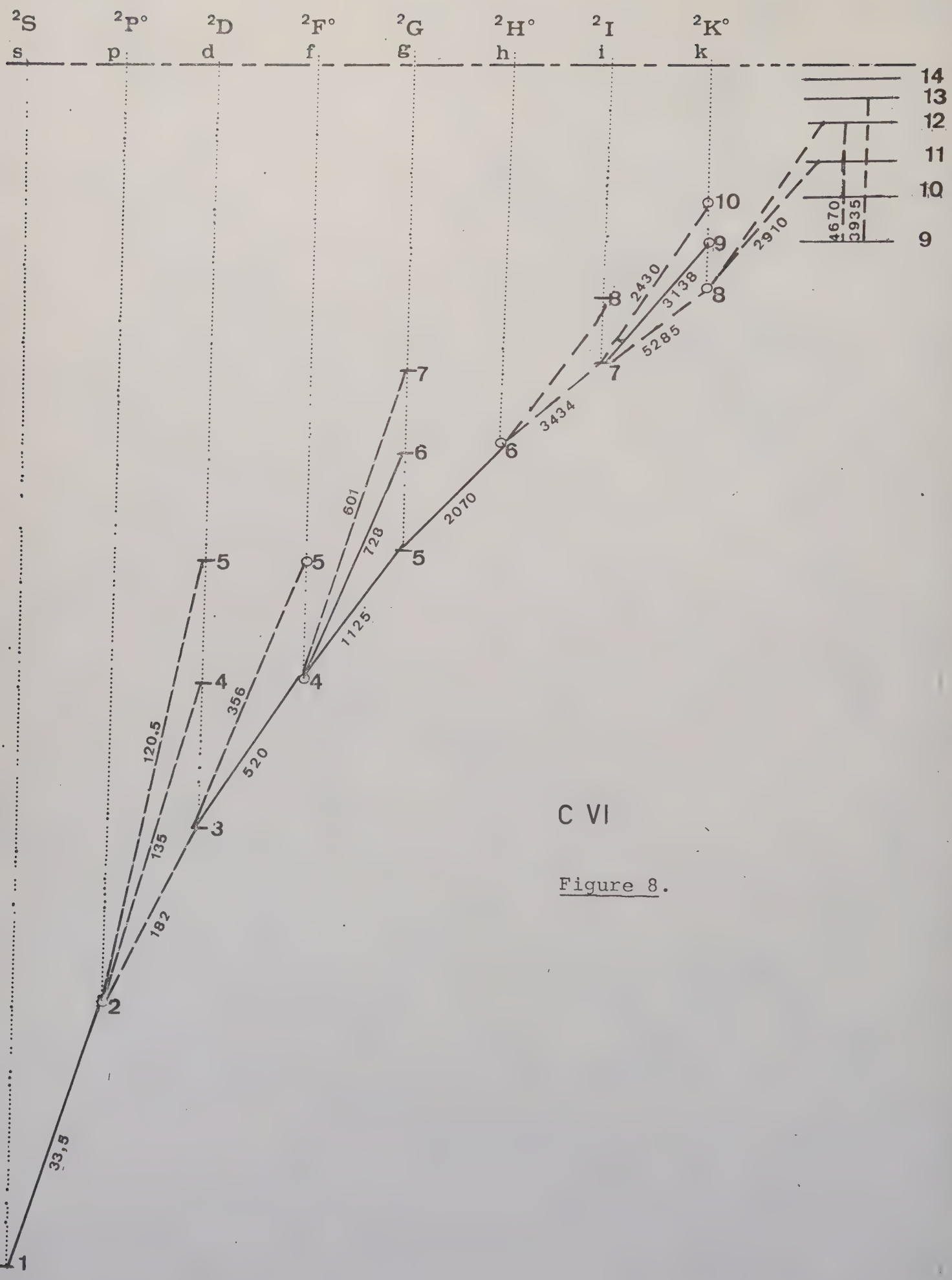

2S
s
2P°
p
2D
d
2F°
f
2G
g
2H°
h
2I
i
2K°
k
14
13
12
11
10
9
4670
2935
2910
2430
3138
5285
3434
2070
1125
601
728
520
356
120.5
135
182
33,5
C VI

Figure 8.

III - SPECTRES D'IONS DOUBLEMENT EXCITES

Sur nos spectres pris à 2 MeV, il restait néanmoins, après ces nouvelles identifications, un certain nombre de raies qui n'étaient pas attribuables aux spectres "normaux" de C III, C IV, C V (ou C VI). Ces raies semblaient varier avec l'énergie comme des transitions de C IV ou C V, nous avons donc essayé de les identifier comme appartenant à des transitions entre états doublement excités de C IV ou C V.

GENERALITES

Dès les années 30, un certain nombre de raies ne pouvant être classées dans les spectres "normaux" d'atomes mono-excités, ont été observées dans les spectres d'arc du lithium par Werner (1926, réf.22) et de l'hélium par Compton et Boyce (1928, réf.23) et Kruger (1930, réf.24). Ils les attribuèrent à des transitions issues de niveaux doublement excités situés entre le premier et le deuxième potentiel d'ionisation de l'atome considéré.

On constate vers les années 60, un regain d'intérêt pour ces états multiexcités. Plusieurs théoriciens se sont intéressés aux niveaux doublement excités des atomes à deux ou trois électrons, en particulier : Fano (1961, réf.26), Garcia et Mack (1965, réf.27) et Holoeïn et al. (1955, 1967, réf.25). Simultanément, les expériences de Madden et Colding (1963, réf. 28) sur l'absorption ultraviolette par l'hélium (ou les autres gaz rares) d'une source synchrotron et celles de Simpson et al. (1963, réf.29) puis Rudd (1965, réf.30) sur les pertes d'énergie des électrons après bombardement électronique ou ionique (H^+ et H_2^+) d'une cible d'hélium, ont mis en évidence l'existence d'états autoionisants. Feldman et Novick (1967, réf.31) ont donné les premières valeurs des durées de vie

d'autoionisation des états $(1s2s2p)\,^4P_j$ du lithium en mesurant le courant d'ions (ou d'électrons) le long du faisceau après bombardement électronique de vapeur de lithium. Par ailleurs les premières mesures de spectroscopie électronique après bombardement d'une cible solide par un faisceau d'ions N^+ ou O^+ apparaissent (Dimitriev et al. 1966, réf.32).

A cette époque la technique de la "Beam-foil" a été mise au point et les premiers spectres du lithium (Buchet et al. réf.33 et Bickel et al. réf.34) montrèrent l'existence de nombreuses raies correspondant à des transitions entre états doublement excités, raies beaucoup plus intenses que dans les sources conventionnelles et beaucoup plus nombreuses (en particulier transitions appartenant au système quadruplet de Li I). Ces transitions sont issues de niveaux métastables vis à vis de l'autoionisation : états exactement quantifiés par opposition aux états faiblement quantifiés.

La recherche systématique de transitions de ce type fut entreprise par Berry dans les spectres obtenus par "Beam foil". Il put mettre ainsi en évidence de nombreuses transitions du spectre de He I^{**}, Li I^{**} et Li II^{**}, Be II^{**} et Be III^{**} (réf.35) et nous aida à identifier les spectres du bore (1972, réf.36) et du carbone (annexe e).

Par ailleurs, reprenant le principe des expériences de Dimitriev associé à la technique de la "Beam-foil", Sellin et al. (1971, réf.37) en faisant une fine analyse en énergie des électrons émis, purent mettre en évidence de nombreux états autoionisants pour un certain nombre d'ions appartenant aux séquences isoélectroniques du lithium et du sodium, et mesurèrent les durées de vie d'autoionisation d'un certain nombre d'entre eux.

L'abondance des données expérimentales donnèrent un regain d'intérêt à ces problèmes et les théoriciens purent tester et améliorer leurs méthodes de calcul (Holoeïn 1971, réf.38 et Drake 1972, réf.39).

Récemment dans les plasmas de Laboratoire (1969, réf.40) dans la couronne solaire (1971, réf.41) ainsi que durant les éruptions solaires (1971, réf.42), des transitions de ce type ont été observées montrant l'importance d'une étude approfondie de ces états.

La technique de la "Beam-foil" apparait ici fondamentale, car ces états doublement excités sont très peuplés par ce mode d'excitation correspondant à plusieurs chocs violents de la particule incidente sur les atomes de la cible deux processus étant possibles :

- Ionisation dans un état de charge ^{+}n et excitation simultanée de deux électrons
- Ionisation dans un état de charge $^{+}n+1$ avec excitation d'un électron et gain d'un électron arraché à la cible

Règles de sélection en couplage L S

		Parité	ΔJ	ΔL	ΔS
Intéraction	Coulombienne	Conservée	0	0	0
"	spin-orbite	"	0	0 ± 1	0 ± 1
"	spin - spin	"	0	$0\pm1\pm2$	$0\pm1\pm2$

Notons que les termes déplacés de C II et C III obéissent à ces mêmes lois ainsi que nous l'avons rappelé lors de l'étude de C II et C III une fois excité.

Outre l'intérêt purement spectroscopique de l'analyse des spectres, des mesures de durées de vie ont pu être faites soit par la méthode classique d'analyse des courbes de déclin radiatif (10^{-8} s < τ < 10^{-11} s), soit par analyse de la largeur naturelle des raies. La largeur naturelle d'une raie étant proportionnelle à la somme des inverses des durées de vie des états supérieurs et inférieurs, Berry (1972, réf.35) a pu mesurer des durées de vie de l'ordre de 10^{-14} s.

Par ailleurs, l'étude de ces spectres le long des séquences isoélectroniques de l'hélium et du lithium peut permettre de tester la validité du couplage L S et l'influence

des intéractions spin-orbite et spin-spin qui peuvent lier plus étroitement au continuum. Les expériences de Sellin ont montré ainsi que la durée de vie d'autoionisation de ces états métastables diminue très vite quand la charge nucléaire Z augmente, jusqu'à devenir compétitive avec la durée de vie radiative pour Z suffisamment élevé.

ETUDE DE C IV

En vertu de la règle de conservation du spin, les états quadruplets, situés au dessus du potentiel d'ionisation ($^1S^2{}_o$), sont métastables vis à vis de l'autoionisation Coulombienne.

Dans l'article "Quartet system of C IV" (donné en annexe) une première identification est donnée pour les transitions ultraviolettes de la région 200 - 400 Å, qui apparaissent avec une intensité notable.

Les niveaux donnés par Holøeïn et Geltman (réf.25) ont servi de base à cette tentative d'identification, les transitions de l'ultraviolet permettant de préciser la position des termes $1s2sns\,^4S$ (n = 3, 4, 5), $1s2s3p\,^4P$, $1s2s3s\,^4P°$, $1s2p^2\,^4P$ et $1s2p3d\,^4P°$.

Holøeïn et Geltman donnent à partir de la limite d'ionisation du carbone les valeurs des énergies des premiers niveaux, exprimées en Z^2Ry (ici 1 Z^2Ry = 489,7260 eV) prenant comme valeur pour cette limite 946,5487 $\pm$ 0,0004 eV (d'après Moore, réf.10), nous trouvons l'énergie des termes en eV.

D'autre part, la formule de Ritz, vraie pour les hydrogénoïdes, n'est qu'approchée dans le cas de C IV pour les niveaux assez élevés de nombre quantique l assez grand ; elle donne néanmoins la position approximative des niveaux $2snd\,^4D$ et $2pnD\,^4D°$ à partir de n = 3

$$E_n = E_{lim.} - \frac{R_c \zeta^2}{n^{*2}}$$

Ici R_c = 109732,30 cm^{-1}, ζ^2 = 4

TABLEAU IX - Energie des premiers niveaux de C IV** (système de quadruplets) d'après Holøeïn et Geltman

Terme	E (Z^2Ry)	E (eV)
$2s2p\,^4P°$	-1,33135	294,552
$23sp_+\,^4P°$	-1,24497	336,855
$23sp_-\,^4P°$	-1,23617	341,164
$2p^2\,^4P$	-1,31262	303,725
$2p3p\,^4P$	-1,23203	343,192
$2p4p\,^4P$	-1,20402	356,909
$2s3s\,^4S$	-1,25098	333,911
$2s4s\,^4S$	-1,23201	343,201
$2s5s\,^4S$	-1,22148	348,358

En première approximation nous avons pris $n^* = n$,comme le suggèr la bonne concordance entre les valeurs théoriques et expérimental pour les autres ions isoélectroniques de CIV (Berry 1972 réf.35 Il y a deux configurations possibles : $E_{lim.}$ correspond donc à l'énergie des deux niveaux de CV $2s(^3S)$ ou $2p(^3P°)$.

TABLEAU X - Energie des termes $2snd\,^4D$ et $2pnd\,^4D°$

Configuration $2s(^3S)$

$E_{lim.}$ = 363,443 eV

Terme	E (eV)
$3d\,^4D$	339,257
$4d\,^4D$	349,838
$5d\,^4D$	354,735
$6d\,^4D$	357,395

Configuration $2p(^3P°)$

$E_{lim.}$ = 368,892 eV

Terme	E (eV)
$3d\,^4D°$	344,706
$4d\,^4D°$	355,287
$5d\,^4D°$	360,184
$6d\,^4D°$	362,844

Grâce à ces niveaux nous avons pu identifier 9 raies nouvellement observées dans l'extrême ultraviolet (annexe e et TABLEAU XI). En outre, comme on le voit sur le spectre pris à 2 MeV (annexe c et Appendice 1); il restait une raie assez intense, non identifiée à 300 Å ; nous l'avons attribuée à la transition $2p^2\ ^4P - 2d3d\ ^4P°$, le niveau $2p3d\ ^4P°$ devant être assez proche du niveau $2p3d\ ^4D°$. Une raie faible à 337,2 Å peut d'une façon analogue être attribuée à la transition $2p^2\ ^4P - 2p3s\ ^4P°$. De plus, une raie très faible apparait à 377,1 Å, elle peut correspondre à la transition $2p^2\ ^4P - 2s3p\ ^4P°$. L'énergie du niveau supérieur de cette transition correspond alors à celle du niveau $23sp_+\ ^4P°$ de Holøeïn et Geltman qui supposaient un important mélange entre les configurations $2p3s\ ^4P°$ et $2s3p\ ^4P°$. Dans le cas du système quadruplet de Li I, Berry et al. (réf.35) levaient l'ambiguïté de ces niveaux en attribuant l'énergie des termes $23sp_+\ ^4P°$, $23sp_-\ ^4P°$ et $24sp_-\ ^4P°$ aux termes $2s3p\ ^4P°$, $2s4p\ ^4P°$ et $2p3s\ ^4P°$ respectivement. Il semble qu'on puisse faire de même pour le carbone C IV, encore qu'il faudrait pour l'affirmer mettre en évidence la transition $2p^2\ ^4P - 2s4p\ ^4P°$, qui dans cette hypothèse devrait se situer vers 331 Å. Malheureusement, les dispositifs expérimentaux utilisés (spectromètres Hilger rasant ou normal) ne permettent pas une bonne exploration de la région 300 - 400 Å, région limite pour leur utilisation et où leur efficacité quantique est très mauvaise.

Nous résumons dans le TABLEAU XI, les valeurs des énergies des termes déduites des longueurs d'onde observées et les comparons aux valeurs calculées, en prenant comme hypothèse de départ : $E_{(2s2p^4p°)} = 294,552$ eV. L'incertitude sur les mesures des longueurs d'onde qui peut être estimée à 0,3 Å au mieux dans la région 200 - 400 Å, conduit à une incertitude de l'ordre de 0,050 eV sur la détermination des niveaux. En plus de ces raies de l'extrême ultraviolet, nous avons inséré dans le TABLEAU XI la raie bien connue située à 1346 Å (réf.43) correspondant à la transition : $2s2p\ ^4P° - 2p^2\ ^4P$.

TABLEAU XI - Comparaison entre les valeurs expérimentales et théoriques des énergies des termes quadruplet

niveau sup.	énergie (eV) expérience	énergie (eV) calcul (réf. 25)	énergie (eV) calcul Ritz	niveau inf.	λ(Å)
configuration $2s^3S$					
$2p^4P°$		294,552			
$3p^4P°$	336,63	336,855		$2p^{24}P$	377,1
$4p^4P°$		341,164			
$3s^4S$	333,97	333,911		$2s2p^4P°$	314,5
$4s^4S$	343,25	343,201		"	254,6
$5s^4S$	(348,30)	348,358		"	(230,8)
$3d^4D$	338,22		339,257	$2s2p^4P°$	284,0
$4d^4D$	349,79		349,838	"	224,4
$5d^4D$	(354,69)		354,735	"	(206,2)+CIV
$6d^4D$			357,395		
configuration $2p^3P°$					
$2p^4P$	303,76	303,725		$2s2p^4P°$	1345,9
$3s^4P°$	340,53			$2p^{24}P$	337,2
$3p^4P$		343,193			
$3d^4P°$	345,11			"	300,0
$4p^4P$		356,909			
$3d^4D°$	344,61		344,706	$2p^{24}P$	303,5
$4d^4D°$	355,41		355,287	"	240,0
$5d^4D°$	360,55		360,182	"	218,3

TABLEAU XII Liste des raies attribuables à CIV**

λ (Å)	I	E(MeV)	Remarques
728	f	2	peut être CVI 4 - 6, mais comme CVI 3 - 4 (520 Å) n'apparait pas alors qu'elle est 5 fois plus intense, cette identification a été rejetée.
739	f	2	
913	Tf	2	
943	f	1	superposée avec une raie nouvelle de CIII
983	f	2	
1004	f	1	superposée avec une raie nouvelle de CIII
1028	f	2	
1059	Tf	2	
1126	f	1,5	comme pour la raie 728 pourait être attribué à CVI (4 - 5),mais cette identification est douteuse. D'autre part la raie de CIII $3d\,^3D - 6f\,^3F°$ qui pourait être prédite à cett longueur d'onde est peu probable,la raie $3d\,^3D - 5f\,^3F°$(1196 Å)apparaissant faiblement.
1140	Tf	2	
1940	Tf	2	
2022	Tf	2	
2229	m	1,5	
2245	m		superposée à la raie de CII 2242 Å, mais grandit après 1 MeV et devient intense à 2 M
2448	m	1,5	
2467	m	1	
2561	m	1	
2575	m		superposée à la raie de CII 2574 Å, mais grandit après 1,5 MeV.
2582	m		peut être superposée à CIII $4p'\,^3P - 6d'\,^3P°$, mais grandit après 1,5 MeV.
2641*	m		superposée à CII intense, mais grandit après 1 MeV (cf discussion chapitre I).
2655	f	2	
2762	f	2	

TABLEAU XII (suite)

3064	f	2	superposée à CII 3058 Å, mais grandit à 2 MeV
3284	Tf	1,5	coïncide avec CIV 7 - 18, mais cette identification a été rejetée.
3383	m	1,5	se comporte comme la raie précédente.
3408*	Tf	2	
3453*	f	2	
3483*	Tf	2	
3570*	Tf	2	
3726*	f	1,5	pourait correspondre à CIV 9 - 14 (3722 Å), mais cette identification a été rejetée.
3736*	f	1,5	se comporte comme la raie précédente.
3760*	f	1,5	pourait correspondre à CV 8 - 13, mais son intensité trop grande rend cette identification douteuse.
4716*	f	2	
4810*	f	2	
5051	f	2	

* L'astérisque indique que la raie est restée non identifiée.

Nous pouvons vérifier le bon accord entre les valeurs déduites de l'expérience et des calculs sauf pour le niveau $2s3d\,^4D$, la formule de Ritz n'étant alors qu'une très grossière approximation.

A partir de ce schéma, compte-tenu des transitions qu'il est le plus probable d'espérer, un diagramme plus complet a été tracé dans lequel nous avons pu faire rentrer les raies les plus intenses qu'il restait à identifier sur les spectres obtenus à 2 MeV. Outre les raies du domaine visible ou du proche ultra-violet, un certain nombre de raies de la région 500 - 1200 Å non identifiées ou dont l'identification n'est pas certaine peuvent s'insérer dans ce schéma. Le TABLEAU XII donne les longueurs d'onde de ces raies susceptibles d'être ainsi identifiées, leur intensité, l'énergie où elles commencent à apparaitre et quelques remarques concernant les superpositions possibles.

Compte-tenu des valeurs des termes que nous avons approximativement déterminées précedemment, il semble certain que les transitions 3 - 5 se situeront dans la région 500 - 900 Å que les transitions 3 - 4 se situeront dans la région 900-1200 Å et que les transitions 4 - 5 se situeront dans la région 2000 - 4000 Å (cf. spectres donnés en appendice). Nous avons essayé de raffiner le schéma primitif en déterminant les niveaux $nf\,^4F°$, $nd'\,^4F°$, $nf'\,^4F$, $ng'\,^4F°$, $nf'\,^4G$, $np\,^4D$, $nf\,^4D$ et ns et $nd\,^4P°$ à partir des longueurs d'onde des raies données TABLEAU XII, en tenant compte de leur intensité et des transitions les plus intenses qu'il est probable d'espèrer d'un tel schéma.

Nous donnons fig.9 un schéma possible, que nous avons construit en essayant de vérifier la valeur de chaque terme par plusieurs transitions selon des boucles. Ainsi, par exemple, la position des niveaux $4f'\,^4G$ et $5f'\,^4G$ est déterminée à 0,050 eV près) par :

TABLEAU XIII

niveau		E (eV)	- δ
Configuration $2s(^3S)$		363,443	
	$3s\,^4S$	333,974	-0,28
	$4s\,^4S$	343,248	-0,72
	$5s\,^4S$	348,300	-1,21
	$2p\,^4P^\circ$	294,552	-0,225
	$3p\,^4P^\circ$	336,634	-0,15
	$3d\,^4D$	338,215	-0,06
	$4d\,^4D$	349,793	-0,007
	$5d\,^4D$	354,690	-0,013
	$4f\,^4F^\circ$	350,564	+0,11
	$5f\,^4F^\circ$	355,246	+0,15
Configuration $2p(^3P^\circ)$		368,892	
	$3s$ | $^4P^\circ$	340,532	-0,23
	$4s$ | $^4P^\circ$	354,147	-0,16
	$5s$ | $^4P^\circ$	359,450	-0,20
	$2p^2\ ^4P$	303,757	-0,17
	$3p$ | ^4P	343,185	-0,09
	$4p$ | ^4P	356,888	+0,26
	$(5p)$ | ^4P	(360,655)	(+0,14)
	$3d$ | ^4P	345,105	+0,035
	$4d$ | ^4P	356,770	+0,24
	$5d$ | ^4P	360,662	+0,15
	$3p$ | ^4D	342,763	-0,11
	$4p$ | ^4D	354,315	-0,13
	$5p$ | ^4D	359,707	-0,13
	$3d$ | $^4D^\circ$	344,607	-0,01
	$4d$ | $^4D^\circ$	355,400	+0,015
	$5d$ | $^4D^\circ$	360,551	+0,11
	$4f\ ^4D$	355,618	+0,05
	$3d$ | $^4F^\circ$	343,288	-0,08
	$4d$ | $^4F^\circ$	355,039	-0,04
	$5d$ | $^4F^\circ$	359,835	-0,10
	$4f$ | ^4F	355,487	+0,03
	$5f$ | ^4F	360,239	+0,015
	$5g\ ^4F^\circ$	360,433	+0,065
	$4f$ | ^4G	355,346	-0,01
	$5f$ | ^4G	360,063	-0,03

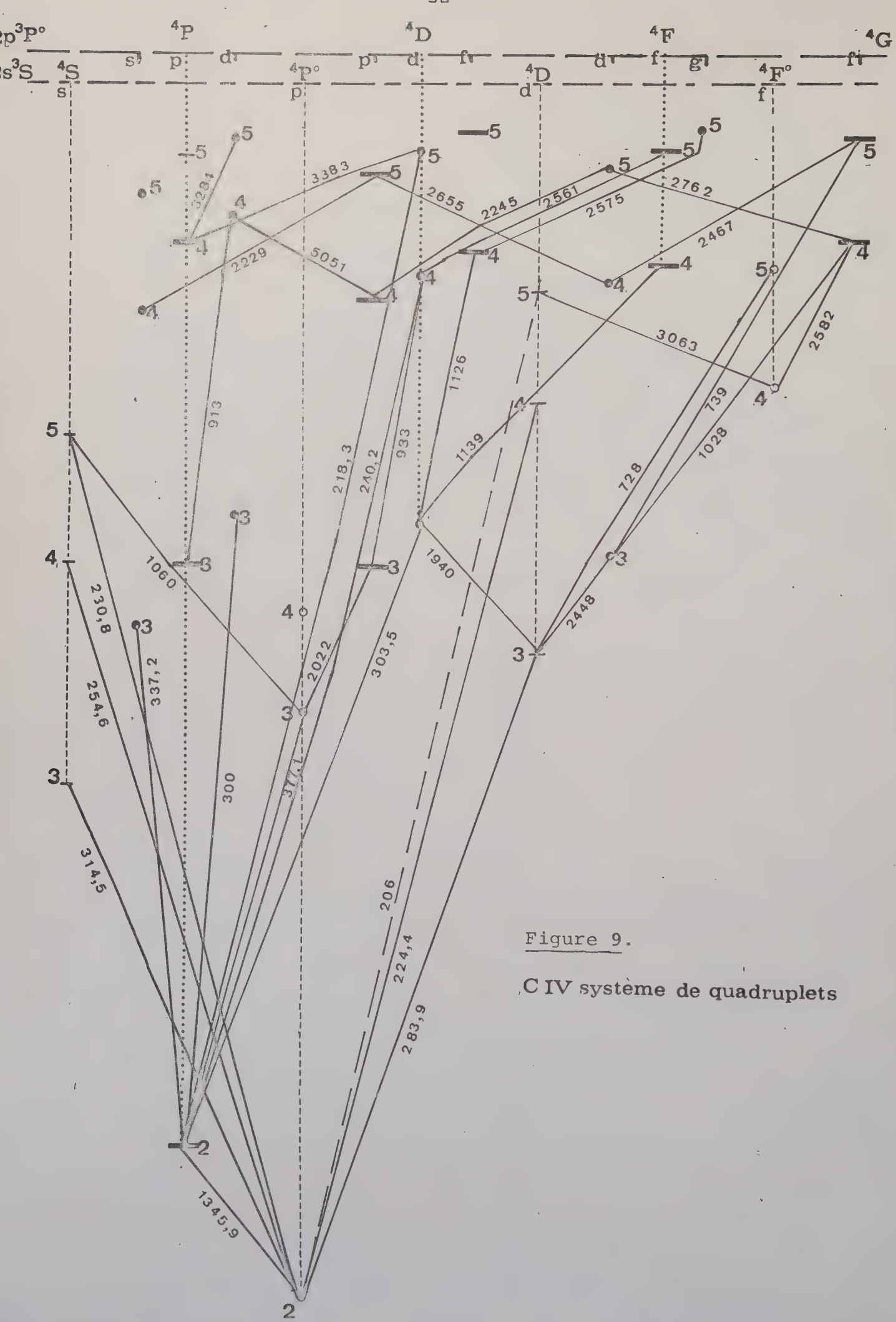


Figure 9.

C IV système de quadruplets

$$- 2s3d\,^4D + (\ 2s3d\,^4D - 2p3d'\,^4F^\circ) + (\ 2p3d'\,^4F^\circ - 2p4f'\,^4G\ )$$
$$\qquad\qquad 2448\ \text{Å} \qquad\qquad 1028\ \text{Å}$$
$$\text{"} \quad + (\ 2s3d\,^4D - 2s4f\,^4F^\circ\ ) + (\ 2s4f\,^4F^\circ - 2p4f'\,^4G\ )$$
$$\qquad\qquad 1004\ \text{Å (+ CIII)} \qquad\qquad 2582\ \text{Å}$$

et par :

$$- 2s3d\,^4D + (\ 2s3d\,^4D - 2p3d'\,^4F^\circ) + (\ 2p3d'\,^4F^\circ - 2p5f'\,^4G\ )$$
$$\qquad\qquad 2448\ \text{Å} \qquad\qquad 739\ \text{Å}$$
$$\text{"} \quad + (\ 2s3d\,^4D - 2s5f\,^4F^\circ\ ) + (\ 2s5f\,^4F^\circ - 2p5f'\,^4G\ )$$
$$\qquad\qquad 728\ \text{Å} \qquad\qquad 2274\ \text{Å (+ CV)}$$

Toutes ces raies apparaissent avec des intensités cohérentes, les raies à 1004 Å et 2274 Å étant superposées à des raies de C III et C V respectivement.

Les autres niveaux ont été déterminés de façon semblable.

Le TABLEAU XIII donne la valeur de l'énergie des termes que l'on peut déduire d'un tel schéma et les défauts quantiques correspondant que l'on vérifie être le plus souvent de l'ordre de 0,1.

Il faudrait reprendre l'étude systèmatique de ces raies dans C IV mais aussi dans la même séquence isoélectronique, dans le bore et l'azote, où elles semblent être excitées notablement. (cf. réf.36 et 44). Dans le cas de l'azote une amélioration du dispositif expérimental est nécessaire car ces raies, peu intenses pour la plupart, sont situées dans des domaines spectraux défavorables compte-tenu de nos systèmes de détection (transitions 3 - 5 entre 300 Å et 500 Å, transition 3 - 4 entre 1000 Å et 1200 Å et transitions 4 - 5 entre 1900 Å et 2500 Å). De plus, leur durées de vie probablement assez courtes (cf. CHAPITRE II, Résultats) rendent leur détection plus difficile et nécessitent un excellent positionnement par rapport à la cible. Ceci est réalisé avec le spectromètre rasant car la fente d'entrée est alors très près du faisceau ou lorsque l'on utilise une lentille de projection comme dans la région du visible ou du proche ultra-violet.

Sans doute, certaines transitions non identifiées peuvent appartenir au système doublet de C IV doublement excité, mais aucune donnée théorique sur les états métastables de ce système n'existe pour le carbone. La recherche de transitions issues de ces niveaux est dans ce cas probablement plus difficile car, des transitions entre ces niveaux et des niveaux de simple excitation pouvant exister, leurs durées de vie seront plus courtes.

ETUDE DE C V

Depuis les premiers spectres obtenus par Edlen et Tyren (1939, réf.45) il n'existe pas de résultats expérimentaux concernant les transitions de C V impliquant des niveaux doublement excités. Par contre, d'un point de vue théorique, après les premiers calculs de Goldberg et Clogston (1939 réf. 46), l'étude de ces ions a été reprise pour les ions He I, Li II principalement mais aussi pour les ions plus lourds de la séquence isoélectronique (réf.47, 38 et 39). Il existe donc un certain nombre de données permettant de rechercher systématiquement ces transitions.

Aucune des transitions appartenant à la région 30 - 40 Å entre niveaux simplement excités et niveaux doublement excités n'apparait, mais une amélioration du dispositif expérimental devrait permettre de parfaire cette étude.

Quant à la transition $2s2p\,^3P^\circ - 2p^2\,^3P$ située d'après les calculs de Doyle et al. (réf.39) à 2594,4 Å, elle devrait plutôt apparaitre vers 2575 Å si l'on corrige l'énergie des niveaux $2p^2\,^3P$ et $2s2p\,^3P^\circ$ en tenant compte des longueurs d'onde observées pour les transitions $1s2p\,^3P - 2p^2\,^3P$ (34,586 Å) et $1s2s\,^3S - 2s2p\,^3P$ (34,525 Å). Nous observons bien dans nos spectres pris à 2 MeV, une raie large 2575 - 2582 Å ; nous l'avons cependant attribuée plutôt à une transition entre niveaux doublement excités de C IV, son intensité étant trop grande par rapport à celle des transitions classiques de C V. D'autre part, il semblerait surprenant que cette raie n'apparaisse plus sur

nos spectres pris à 14 MeV, énergie qui est pourtant plus favorable aux états de charge plus élevés[1]. Sur nos spectres à 14 MeV, seule une raie vers 2530 Å apparait dans cette région ; comme cela correspond à la longueur d'onde du groupe de raies de C IV le plus intense et comme une erreur de 45 Å sur la mesure de longueur d'onde, malgré la mauvaise résolution et l'effet Doppler est impossible, la présence de cette transition $2s2p\,^3P^\circ - 2p^2\,^3P$ est improbable.

Les longueurs d'onde des transitions entre les niveaux $2p3p\,^3P$ et $2pnd\,^3D^\circ$ peuvent être grossièrement estimées en calculant la position des niveaux $2pnd\,^3D^\circ$ par la formule de Ritz, avec $E_{lim.} = E_{(2p^2\,^2P^\circ \text{ de C VI})} = 6126510\ cm^{-1}$ et avec $n + 0,1 > n^* > n - 0,1$.

Nous trouvons alors :

- λ de $2p3p\ ^3P - 2p4d\ ^3D^\circ$ comprise entre 632 Å et 710 Å
- λ de $2p3p\ ^3P - 2p5d\ ^3D^\circ$ comprise entre 463 Å et 484 Å

Plus grossièrement encore nous pouvons estimer que :

Les transitions 4 - 5 se situeront dans la région 1300 - 2000 Å,

Les transitions 4 - 6 se situeront dans la région 900 - 1200 Å,

Les transitions 5 - 6 se situeront dans la région 2400 - 3800 Å.

Il ne semble pas possible de relier les raies encore non identifiées à ces transitions, ce qui rend très improbable la présence de $C\ V^{**}$ dans nos spectres à 2 MeV comme à 14 MeV.

En fait, si l'on examine les tableaux de Drake (réf.39), donnant les probabilités d'un certain nombre de transitions pour la même séquence isoélectronique de Z = 2 (Hélium) à Z = 18 (Argent), on voit que les probabilités augmentent très vite avec Z : (de l'hélium ou du lithium au carbone, on multiplie la probabilité par 10 ou 100). Donc les durées de vie ($\tau = \frac{1}{\sum A_{ij}}$) diminuent très vite avec Z.

(1) *D'après une étude sur les niveaux doublement excités de l'azote 5 fois chargé, la variation avec l'énergie de l'intensité des transitions entre états doublement excités de l'ion n fois chargé semble intermédiaire entre celle des transitions entre états simplement excités de l'ion de charge n et de l'ion de charge n + 1 .*

Comme les mesures faites sur l'hélium et le lithium (réf.39) montrent que les durées de vie sont en général très courtes (<0,1 ns), on s'aperçoit que si les calculs de Drake sont bons, il est normal que les raies de CV^{**} ne soient que difficilement détectables. Cela explique que nous ne les ayons pas observées nous trouvant dans des conditions d'énergie peu favorables pour exciter notablement C V.

IV - RAIES ENCORE NON IDENTIFIEES

Compte-tenu des remarques faites dans les articles donnés en annexe, à propos des impuretés possibles (raies de C I arraché à la feuille ou raies de H I adsorbé à la surface de la feuille), le TABLEAU XIV donne la liste des transitions restant à identifier. Nous y avons noté l'intensité pour l'énergie la plus favorable, cette énergie ainsi que l'état de charge le plus probable.

TABLEAU XIV Raies restant à identifier

λ (Å)	Intensité	Energie la plus favorable	Etat de charge proposé
955,5±1	f	2 MeV	CIV
2641 ±2	m	2 MeV	CIV
3408 ±2	Tf	2 MeV	CIV
3453 ±2	f	2 MeV	CIV
3483 ±2	Tf	2 MeV	CIV
3570 ±2	Tf	2 MeV	CIV
3726 ±2	f	1,8 MeV	CIII ou CIV
3736 ±2	f	1,8 MeV	CIII ou CIV
3760 ±2	f	2 et 14 MeV	CV
4340 ±2	f	2 et 14 MeV	CV
4716 ±2	f	2 MeV	CIV
4810 ±2	f	2 MeV	CIV
5190 ±2	f	1 MeV	CIII

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

1. KAY, Proc.Phys.Soc.London 85, 163 (1965)
2. NORTHCLIFFE, Ann.Rev.Nucl.Sci. 13, 67 (1963)
3. SMITH et WHALING, Phys.Rev. 183, 36 (1969)
4. EDLEN, Nova Acta Reg.Soc.Sci. Uppsala IV 9 n°6 (1934)
5. GLAD, Ark.Fys. 7, 7 (1952)
6. BOCKASTEN, Ark.Fys. 9, 457 (1955)
7. BOCKASTEN, Ark. Fys. 10, 567 (1956)
8. EDLEN et LÖFSTRAND, J.Phys. B3, 1380 (1970)
9. POULIZAC et DRUETTA, C.R.Acad.Sci. Paris, 270, 788 (1970)
10. MOORE, TABLES OF ATOMIC SPECTRA, Sec.3 NSRDS-NBS3 (US Gouvernment printing office Washington 1970)
11. BUCHET, POULIZAC et CARRE, J.Opt.Soc.Am., 62, 623 (1972)
12. EDLEN, HANDBUCH DER PHYSIK, vol.XXVII ed. Flügge Springer Verlag, Berlin (1964)
13. HONTZEAS, MARTINSON, ERMAN et BUCHTA, Physica Scripta 6, 55 (1972)
14. EDLEN, Vistas in Astronomy 2, 1456 (1956)
15. BOLAND, IRONS et McWHIRTER, J.Phys. B1, 1180 (1968)
16. BAKKEN, CONRAD et JORDAN, J.Phys. B2, 1378 (1969)
    BAKKEN, Communication privée
17. GARCIA et MACK, J.Opt.Soc.Am. 50, 654 (1965)
18. DUFAY, DENIS et DESESQUELLES, Nucl.Inst.Meth. 90, 85 (1970)
19. TYREN, Z.Physik 98, 771 (1936)
20. TYREN, Z.Physik 109, 722 (1938)

21. FAWCETT, GABRIEL, GRIFFIN, JONES et WILSON, Nature 200, 1303 (1963)

22. WERNER, Nature 118, 154 (1926)

23. COMPTON et BOYCE, J.Franklin Inst. 205, 497 (1928)

24. KRUGER, Phys.Rev. 36, 855 (1930)

25. HOLØEIN et MIDTDAL, Proc.Phys.Soc. A68, 815 (1955)
HOLØEIN et GELTMAN, Phys.Rev. 153, 81 (1967)

26. FANO, Phys.Rev. 124, 1866 (1961)

27. GARCIA et MACK, Phys.Rev. 138A, 987 (1965)

28. MADDEN et CODLING, Phys.Rev.Letters 10, 516 (1963)

29. SIMPSON et MIELCZAREK, J.Chem.Phys. 39, 1606 (1963)
SIMPSON, MIELCZAREK et COOPER, J.Opt.Soc.Am. 54, 269 (1964)
KUYATT, SIMPSON et MIELCZAREK, Phys.Rev. 138A, 385 (1965)
SIMPSON, MENENDEZ et MIELCZAREK, Phys.Rev. 150, 76 (1966)

30. RUDD, Phys.Rev.Letters 15, 580 (1965)

31. FELDMAN et NOVICK, Phys.Rev. 160, 143 (1967)

32. DIMITRIEV, VINOGRADOVA, NIKOLAEV et POPOV, J.E.T.P. 3, 20 (1966)

33. BUCHET, DENIS, DESESQUELLES et DUFAY, Phys.Letters 28A, 529 (1969)

34. BICKEL, BERGSTRÖM, BUCHTA, LUNDIN et MARTINSON, Phys.Rev. 178, 118 (1969)

35. BERRY, DESESQUELLES et DUFAY, Phys.Letters 36A, 237 (1971)
BERRY, BROMANDER, MARTINSON et BUCHTA, Phys.Scripta 3, 63 (1971)
BERRY, MARTINSON, CURTIS et LUNDIN, Phys.Rev.A3, 1934 (1971)
BERRY, PINNINGTON et SUBTIL, J.Opt.Soc.Am. 62, 767 (1971)
BERRY, DESESQUELLES et DUFAY, Phys.Rev. A6, 600 (1972)
BERRY, DESESQUELLES et DUFAY, Nucl.Inst.Meth. 110, 43 (1973)

36. BUCHET et BUCHET-POULIZAC, J.Opt.Soc.Am. 63, 243 (1973)

37. SELLIN, PEGG, MATTBROWN, SMITH et DONNALY, Phys.Rev.Letters 27, 1108 (1971)
DONNALY, SMITH, PEGG, MATTBROWN et SELLIN, Phys.Rev.A4, 122 (1971)
PEGG, SELLIN, GRIFFIN et SMITH, Phys.Rev.Letters 28, 1615 (1972
SELLIN, Nucl.Inst.Meth. 110, 477 (1973)
PEGG, GRIFFIN, SELLIN et SMITH, Nucl.Inst.Meth. 110, 489 (1973)
PEGG, SELLIN, PETERSON, MOWATT, SMITH, BROWN et McDONALD, Phys.Rev. A8, 1350 (1973)

38. HOLØEIN et MIDTDAL, J.Phys.B4, 32 (1972)
HOLOEIN et MIDTDAL, J.Phys.B4, 1243 (1972)

39. DOYLE, OPPENHEIMER et DRAKE, Phys.Rev. A5, 26 (1972)
DRAKE, Phys.Rev. A5, 614 (1972)
BUCHET, BUCHET-POULIZAC, BERRY et DRAKE, Phys.Rev.A7, 922 (1973

40. GABRIEL et JORDAN, Nature 221, 947 (1969)

41. WALKER et RUGGE, App.J. 164, 181 (1971)

42. DOSCHEK, MEEKINS, KREPLIN, CHUBB et FRIEDMAN Ap.J.164, 165(197

43. MARTINSON, Nucl.Inst.Meth. 90, 81 (1970)

44. BUCHET et BUCHET-POULIZAC, J.Opt.Soc.Am. 64, 1011 (1974)

45. EDLEN et TYREN, Nature 143, 940 (1939)

46. GOLDBERG et CLOGSTON, Phys.Rev. 56, 696 (1939)

47. HOLØEIN, Nucl.Inst.Meth. 90, 229 (1970)

DEUXIEME CHAPITRE

MESURE DES DUREES DE VIE

I - ANALYSE DES COURBES DE DECLIN
A - INTRODUCTION
B - ANALYSE DES COURBES DE DECLIN
1 - Etude Théorique des Cascades
2 - Principe de la Méthode de Curtis et al.
3 - Décomposition Directe des Courbes de Déclin

II - RESULTATS
DUREES DE VIE DANS C II
DUREES DE VIE DANS C III
DUREES DE VIE DANS C IV
DUREES DE VIE DANS C V

III - DETERMINATION DES PROBABILITES DE TRANSITION
A - DETERMINATION EXPERIMENTALE
B - DETERMINATION THEORIQUE.
COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE
C - COMPARAISON LE LONG D'UNE SEQUENCE ISOELECTRONIQUE

BIBLIOGRAPHIE

I - ANALYSE DES COURBES DE DECLIN

A - INTRODUCTION

Les mesures de durées de vie ont été entreprises pour toutes les transitions suffisamment intenses. Le courant dû au faisceau d'ions C^+ était recueilli sur un cylindre de Faraday placé au fond des chambres d'expérience et enregistré simultanément avec le signal lumineux. Ainsi cette méthode, utilisée pour les mesures dans la région visible (annexe a) permettait de s'assurer de la stabilité du faisceau d'une part et de juger du vieillissement ou de l'usure de la cible d'autre part. Quand les techniques de comptage ont été mises au point, le temps de comptage était déterminé par un intégrateur de courant et tenait compte des fluctuations possibles du faisceau (annexes b, c, d et e).

Lors des premières mesures, l'abscisse de la cible était fixe et le spectromètre se déplaçait parallèlement au faisceau sur plusieurs centimètres ($0 < d < 30$ cm), l'enregistrement du déclin radiatif étant continu. Compte-tenu de ce dispositif, il était difficile d'obtenir des mesures précises du déclin lumineux entre deux points distants de $\Delta x < 2,5$ mm. Les mesures dans l'ultraviolet lointain nécessitant l'usage de spectromètre sous vide, plus lourds et moins maniables, les spectromètres devinrent fixes, les cibles se déplaçant le long de l'axe du faisceau soit de façon continue soit pas à pas. Pour les mesures faites avec le spectromètre Hilger normal, dans la région 300 - 1300 Å, le pas choisi était de 0,25 mm. Dans l'extrême ultraviolet, les durées de vie devenant plus courtes, il a été nécessaire d'utiliser un pas de 0,125 mm. L'intervalle de temps Δt séparant deux mesures successives est calculé ci-après pour ces diverses conditions expérimentales :

- C^+ 1 MeV $v = 3{,}89\ 10^8$ cm/s

$\Delta x = 2{,}50$ mm $\quad \Delta t = 0{,}64\ 10^{-9}$ s
$\Delta x = 0{,}25$ mm $\quad \Delta t = 0{,}064\ 10^{-9}$ s
$\Delta x = 0{,}125$ mm $\quad \Delta t = 0{,}032\ 10^{-9}$ s

- C^+ 2 MeV $v = 5{,}55\ 10^8$ cm/s

$\Delta x = 2{,}50$ mm $\quad \Delta t = 0{,}45\ 10^{-9}$ s
$\Delta x = 2{,}25$ mm $\quad \Delta t = 0{,}045\ 10^{-9}$ s
$\Delta x = 0{,}125$ mm $\quad \Delta t = 0{,}022\ 10^{-9}$ s

Ainsi avec l'amélioration du dispositif expérimental et des techniques de détection entre les premières mesures datant de 1969 et les dernières datant de 1972, la limite inférieure des durées de vie qu'il est possible d'atteindre passent de $5\ 10^{-10}$ s à $5\ 10^{-11}$ s. Cette limite qui dépend de la vitesse de l'ion incident et du pas choisi est fonction de l'intensité de la transition et de l'importance du peuplement direct par rapport au peuplement par cascades, aussi elle ne peut être notée précisément et dépend de la transition étudiée. Nous reviendrons sur l'évaluation des incertitudes dans la Partie suivante.

Les désaccords qui peuvent ainsi exister entre les résultats donnés en annexe (réf. a, b, c et d) peuvent s'expliquer par les performances différentes des dispositifs expérimentaux utilisés. Un certain nombre de mesures effectuées pour deux transitions issues d'un même niveau supérieur et situées, l'une dans la région visible et l'autre dans l'ultraviolet donnent ainsi des résultats en désaccord, la valeur obtenue pour la raie ultraviolette étant < à 0,1ns (valeur qu'il n'est pas possible d'atteindre sauf exception dans le visible). Il faut alors préférer la mesure faite dans l'ultraviolet ; d'ailleurs il a été possible de réétudier quelques transitions du domaine du proche ultraviolet ou du visible avec la technique plus sophis-

tiquée du déplacement pas à pas de la cible et du comptage : les nouvelles mesures confirmaient alors celles faites sur les transitions ultraviolettes correspondantes.
Exemple : La durée de vie du niveau $5d^2D$ de C IV par l'étude de la raie située à 2404 Å était 0,4 ns (annexe a) tandis que le calcul de la durée de vie du niveau dans l'approximation de Coulomb donnait $\tau = 0,25$ ns, valeur qu'il ne nous était pas possible d'atteindre alors expérimentalement. L'étude des raies situées à 770 Å ($3p^2P° - 5d^2D$) et 259,5 Å ($2p^2P° - 5d^2D$) conduisait aux valeurs $\tau = 0,29$ ns et 0,23 ns proches de la valeur théorique ; elles ont été confirmées par une nouvelle étude de la raie 2404 Å : $\tau = 0,27$ ns.

Donc, compte-tenu des remarques précédentes pour les durées de vie courtes, aux mesures sur les transitions situées à des longueurs d'onde $\lambda > 2000$ Å doivent être préférées les mesures ultraviolettes.

Mais si l'on se reporte au TABLEAU II du CHAPITRE précédent, on voit que la longueur du faisceau visé avec le spectromètre normal est de l'ordre de 5 mm alors qu'avec le spectromètre rasant elle est de l'ordre de 1 mm ; nous avons donc avec le premier dispositif une résolution spatiale moins bonne qui, si elle n'empêche pas la mesure des durées de vie courtes augmente la valeur de la limite inférieure des durées de vie qu'il est possible d'atteindre et ajoute ainsi une cause d'erreur aux durées de vie très courtes. Donc, pour les durées de vie courtes, aux mesures sur des transitions situées dans la région 300 Å - 1300 Å, doivent être préférées les mesures sur des transitions de même niveau supérieur situées dans la région 30 Å - 300 Å.

De plus, si pour faire les mesures de durées de vie, il est bon de se placer à l'énergie la plus favorable (CHAPITRE I, I,) pour obtenir le maximum d'intensité de la raie et pour éviter et diminuer s'il y a lieu l'influence de superposition avec des transitions d'autre état de charge, il est pré-

férable de se placer à l'énergie la plus haute possible pour améliorer la définition spatiale du déclin.

L'étude des courbes de déclin ne laissait apparaitre aucune oscillation attribuable aux effets de battement quantique. Les mesures de polarisation ont montré que la polarisation des transitions des différents ions C^+, C^{2+}, C^{3+} ne dépassait jamais quelques % donc nécessitait une statistique très bonne pour être observées ;(ces variations de quelques % correspondent dans nos mesures de durées de vie aux barres d'erreur sur nos points).D'autre part, comme le faisceau d'ions C^+ était constitué de ^{12}C dont le spin nucléaire est nul, nous n'aurions pu voir apparaitre que des battements correspondant à la structure fine mais cette structure fine est trop large ($\Delta E > 0.10\ cm^{-1}$) pour donner lieu à des battements détectables avec les dispositifs expérimentaux utilisés.

B - ANALYSE DES COURBES DE DECLIN

Les corrections de cascades ont été faites dans tous les cas, la distance sur laquelle le déclin était étudié étant fonction des durées de vie des niveaux qui pouvaient repeupler par cascades le niveau étudié avec une intensité notable. Ainsi les mesures faites sur 20 à 30 cm dans le visible permettent de mesurer des durées de vie de cascades de plusieurs dizaines de nanosecondes (30 cm correspond pour un faisceau d'ion C^+ à 2 MeV à un intervalle de temps de 55 ns). Dans l'ultra violet lointain le dispositif permet d'étudier le déclin sur 10 cm, mais les transitions étudiées et leurs cascades peuvent le plus souvent se désexciter en retombant sur le fondamental ou les niveaux très bas, les probabilités de transitions sont très grandes et quelques millimètres pouvaient suffire pour déterminer des cascades de durée de vie de l'ordre de la nanoseconde (1 ns correspond pour un faisceau d'ion C^+ à 2 MeV à une distance de 5,5 mm).

La méthode de décomposition à la main a été préférée à toute autre méthode plus sophistiquée étant à la fois plus

rapide et plus fine, chaque courbe étant traitée individuellement, compte-tenu des conditions expérimentales, des possibilités de superposition, de la connaissance de l'existence et même de la valeur des cascades. L'analyse des courbes de déclin devrait permettre de déterminer la durée de vie du niveau supérieur de la transition et celles des cascades tombant sur ce niveau. En fait, de nombreuses cascades pouvant intervenir les constantes de déclin ne peuvent toutes être mises en évidence compte-tenu des barres d'erreur sur chaque point. Ainsi, la plupart du temps l'analyse de la courbe de déclin conduit à une décomposition en deux exponentielles, l'une traduisant la durée de vie du niveau étudié et l'autre correspondant à une valeur moyenne des durées de vie de cascades. Si les cascades sont issues de niveaux de durées de vie très différentes il sera possible d'obtenir une décomposition en trois ou même quatre exponentielles à condition de suivre le déclin avec un pas assez fin et sur une distance assez longue (c'est à dire si la raie est suffisamment intense et si le dispositif expérimental le permet).

Une méthode de correction de cascades qui tient compte des courbes de déclin des niveaux cascadants est en toute rigueur la méthode qui conduira au meilleur résultat ; mais une telle méthode nécessite la connaissance des intensités relatives des différentes transitions intervenant dans le déclin. Or ces transitions se situent le plus souvent dans des domaines spectraux très différents ce qui rend l'estimation des intensités incertaine.

Dans le cas où une seule cascade intervient Curtis et al. (1970, réf.1) ont mis au point une méthode dite ANDC (arbitrary normalized decay curves) qui ne nécessite pas la connaissance des intensités relatives de la transition et de sa cascade et ils l'ont utilisée pour l'étude de quelques transitions du silicium. Mais si l'on regarde les diagrammes de Grotrian tracés pour le carbone (CHAPITRE précédent) on s'aperçoit qu'il

n'existe aucune transition perturbée par seulement une cascade et que ce cas idéal est peu réaliste.

Nous avons néanmoins essayé d'appliquer la méthode ANDC dans le cas où plusieurs cascades intervenaient en tenant compte des intensités relatives des cascades dans deux cas particuliers favorables où les cascades se trouvent dans une même région spectrale. Nous comparons ensuite les valeurs ainsi obtenues, celles trouvées en soustrayant directement à la courbe expérimentale les courbes de déclin des cascades affectées de coefficients convenablement choisis (fonctions des intensités et des constantes de déclin des cascades elles même) et celles résultant de la décomposition brutale de la courbe de déclin.

1 - ETUDE THEORIQUE DES CASCADES

La densité de population d'un niveau i est solution du système d'équations différentielles

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = - A_i\, n_i(t) + \sum_j A_{ji}\, n_j(t) \qquad (1)$$

Le premier terme représente la dépopulation radiative du niveau et le deuxième terme la repopulation du niveau par cascades issues des niveaux j. A_{ji} est la probabilité de transition d'Einstein

$$A_j = \sum_j A_{ji}$$

$$A_j = \frac{1}{\tau_j} \quad , \quad A_i = \frac{1}{\tau_i}$$

1er cas - Les niveaux j ne sont pas peuplés par cascades alors $n_j(t) = n_j(o)\, e^{-A_j t}$

En choisissant la solution sous la forme d'une somme algébrique d'exponentielles nous avons :

$$n_i(t) = C_i\, e^{-A_i t} + \sum_j D_j e^{-A_j t}$$

d'où $$\frac{d\, n_i(t)}{dt} = -A_i\, C_i\, e^{-A_i t} - \sum_j \frac{D_j}{\tau_j}\, e^{-A_j t} \qquad (2)$$

or l'équation (2) doit être identique à l'équation (1). Cela conduit à

$$D_j = \frac{A_{ji}\, n_j(o)}{A_i - A_j}$$

Comme pour $t = o$ $\quad n_i(t) = C_i + \sum_j D_j$

$$C_i = n_i(o) - \sum_j \frac{A_{ji}\, n_j(o)}{A_i - A_j}$$

L'expression de la population du niveau i est donc

$$n_i(t) = n_i(o) e^{-A_i t} + \sum_j \frac{A_{ji}\, n_j(o)}{A_j - A_i} \left(e^{-A_i t} - e^{-A_j t}\right) \qquad (3)$$

2ème cas - Les niveaux j sont eux-mêmes peuplés par cascades issues des niveaux h.

Explicitons le calcul dans le cas simple d'un seul niveau j peuplé par un seul niveau h. La solution sera choisie sous la forme $n_i(t) = Ee^{-A_i t} + Fe^{-A_j t} + Ge^{-A_h t}$

avec cette fois $n_j(t) = n_j(o) e^{-A_j t} + \frac{A_{hi}\, n_h(o)}{A_h - A_j} \left(e^{-A_j t} - e^{-A_h t}\right)$

Cela conduit de façon analogue à l'expression des coefficients E, F et G

$$E = n_i(o) - (F+G)$$

$$F = \frac{A_{ji}}{A_i - A_j} \left[n_j(o) + \frac{A_{hj}\, n_h(o)}{A_h - A_j} \right]$$

$$G = \frac{A_{ji}\, A_{hj}\, n_h(o)}{(A_i - A_h)(A_j - A_h)}$$

D'où l'expression généralisée de $n_i(t)$ lorsqu'il y a cascade à partir de niveaux j peuplés eux-mêmes par cascades issues de niveaux h.

$$n_i(t) = e^{-A_i t}\left(n_i(o) + \sum_j \frac{A_{ji}}{A_j - A_i}\left(n_j(o) + \sum_{h_j} \frac{A_h\, n_h(o)}{A_h - A_i}\right)\right)$$

$$+ \sum_j e^{-A_j t}\ \frac{A_{ji}}{A_i - A_j}\left(n_j(o) + \sum_h \frac{A_h\, n_h(o)}{A_h - A_i}\right) \quad (4)$$

$$+ \sum_j \sum_h e^{-A_h t}\ \frac{A_{ji}\, A_h\, n_h(o)}{(A_i - A_h)(A_j - A_h)} \quad (\text{avec } A_h = A_{hj})$$

D'autre part la population d'un niveau i s'exprime en fonction de l'intensité d'une transition i→k par la relation

$$n_i(t) = \frac{I_{ik}(t)}{A_{ik}\ h\ \nu_{ik}} \quad (5) \quad \text{avec } (\lambda_{ik})_{vide} = \frac{1}{\nu_{ik}}$$

Nous pouvons donc écrire l'expression de l'intensité $I_{ik}(t)$ en fonction des intensités des cascades et de celles de leurs cascades et des probabilités de transitions définies précedemment :

$$I_{ik}(t) = e^{-A_i t}\left(I_{ik}(o) + \sum_j \frac{A_{ik}}{A_j - A_i}\left(I_{ji}(o)\frac{\nu_{ik}}{\nu_{ji}} + \sum_h \frac{A_{ji}}{A_h - A_i} I_{hj}(o)\frac{\nu}{\nu}\right.\right.$$

$$+ \sum_j e^{-A_j t}\ \frac{A_{ik}}{A_i - A_j}\left(I_{ji}(o)\ \frac{\nu_{ik}}{\nu_{ji}} + \sum_h \frac{A_{ji}}{A_h - A_j} I_{hj}(o)\ \frac{\nu_{ik}}{\nu_{hj}}\right) \quad (6)$$

$$+ \sum_j \sum_h e^{-A_h t}\ \frac{A_{ji}\, A_{hj}}{(A_i - A_h)(A_j - A_h)}\ I_{hj}(o)\ \frac{\nu_{ik}}{\nu_{hj}}$$

2 - PRINCIPE DE LA METHODE DE CURTIS ET AL. (réf.1)

Dans le cas où le niveau considéré i n'est peuplé que par une seule cascade provenant d'un niveau j la densité de population s'écrit :

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = n_j A_{ji} - \frac{n_i(t)}{\tau_i}$$

Comme l'intensité de la transition issue du niveau i est proportionnelle à n_i nous pouvons écrire :

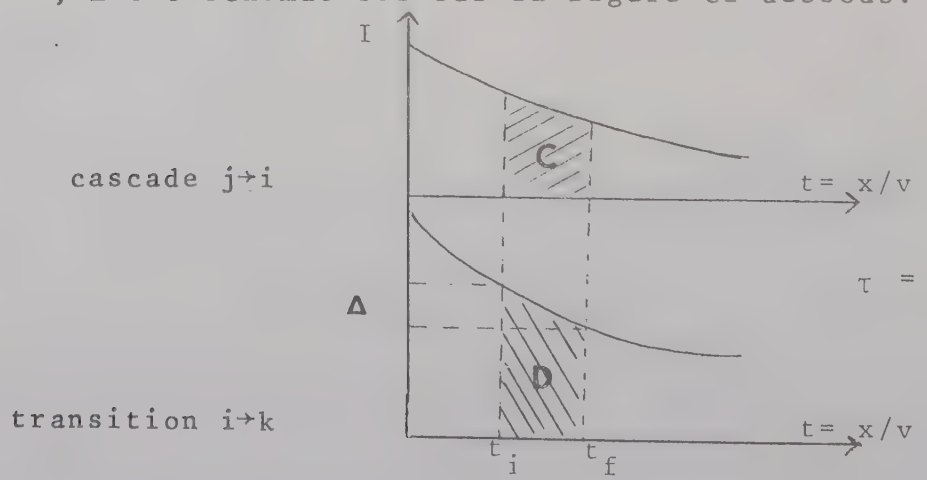
$$\tau_i \frac{dI_{ik}(t)}{dt} = - I_{ik}(t) + \xi I_{ji}(t) \qquad (7)$$

I_{ik} et I_{ji} étant les intensités de la transition considérée et de sa cascade exprimées dans des unités arbitraires non normalisées d'où le nom de la méthode dite ANDC (arbitrary normalized decay curves), ξ étant proportionnel au facteur de normalisation inconnu.

Si on intègre entre 2 instants t_i et t_f les deux membres de l'équation (7) on obtient :

$$\tau_i = -\int \frac{I_{ik}(t)\, dt}{I_f - I_i} + \xi \int \frac{I_{ji}(t)\, dt}{I_f - I_i} \qquad (8)$$

En choisissant des intervalles de temps suffisamment petits pour pouvoir assimiller $\int I dt$ à $\Sigma \bar{I} \frac{\Delta x}{v}$ on a finalement l'expression de τ en fonction de ξ avec les coefficients D, Δ et C schématisés sur la figure ci dessous.

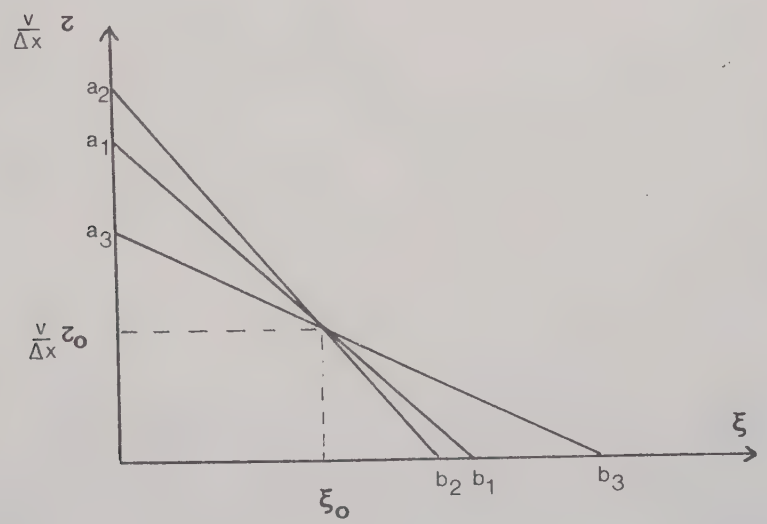


$$\tau = \frac{D}{\Delta} - \xi \frac{C}{\Delta} \qquad (9)$$

$$\text{pour } \tau = o \qquad \xi = \frac{D}{C} = \frac{\Sigma\ \overline{I_{ik}}}{\Sigma\ \overline{I_{ji}}} = b$$

$$\text{pour } \xi = o \qquad \tau = \frac{D}{\Delta} = \frac{\Delta x}{v}\ \frac{\Sigma\ \overline{I_{ik}}}{\Delta} = \frac{\Delta x}{v}\ a$$

En choisissant différentes bornes d'intégration auxquelles correspondront différentes valeurs de D Δ et C nous pouvons tracer un réseau de courbe dont l'intersection donnera τ_i et ξ que nous cherchons (figure ci-après).



D'autre part si nous reprenons l'équation 7, nous voyons que nous pouvons caractériser l'importance de la cascade par

$$R_{(t)} = \frac{n_j(t)}{n_i(t)}\ A_{ji} \quad \text{(appelé replenishment ratio)}$$

A l'origine, nous aurons $R_o = \frac{n_j(o)\ A_{ji}}{n_i(o)} = \xi_o\ \frac{I_{ji}(o)}{I_{ik}(o)}$ (10)

Ayant déterminé graphiquement l'intersection τ_o, ξ_o nous pouvons expliciter R_o.

S'il n'y a pas une intersection unique pour les différentes droites $\tau=f(\xi)$ cela indiquera qu'il y a mauvaise in-

terprétation de la cascade ou que d'autres cascades plus importantes doivent intervenir.

Cette méthode peut s'étendre au cas où il y a plusieurs cascades sans aucune difficulté théorique mais alors l'expression (9) deviendra

$$\frac{D}{\Delta} = \frac{\sum_j \alpha_j \tau_j}{\Delta} \qquad (11)$$

Les α_j étant les facteurs de normalisation des intensités des cascades entre elles, on voit la difficulté pratique d'une telle méthode nécessitant de bonnes mesures d'intensités relatives, ce qui est malaisé dans un large domaine spectral.

On peut remarquer néanmoins que lorsque interviennent deux cascades dont l'ordre de grandeur de la constante de déclin est très différent, ce cas peut se traiter encore facilement en considérant que pour les premiers points de la courbe seule interviendra la cascade courte et que pour les derniers points seule interviendra la cascade longue. Mais ce cas est rare de même qu'il est rare qu'une seule cascade n'intervienne (cf. diagramme de Grotian, CHAPITRE précédent).

Application aux raies 977 Å et 384 Å

1er exemple - Transition $2p^2P° - 3d^2D$ de C IV à 384,6 Å

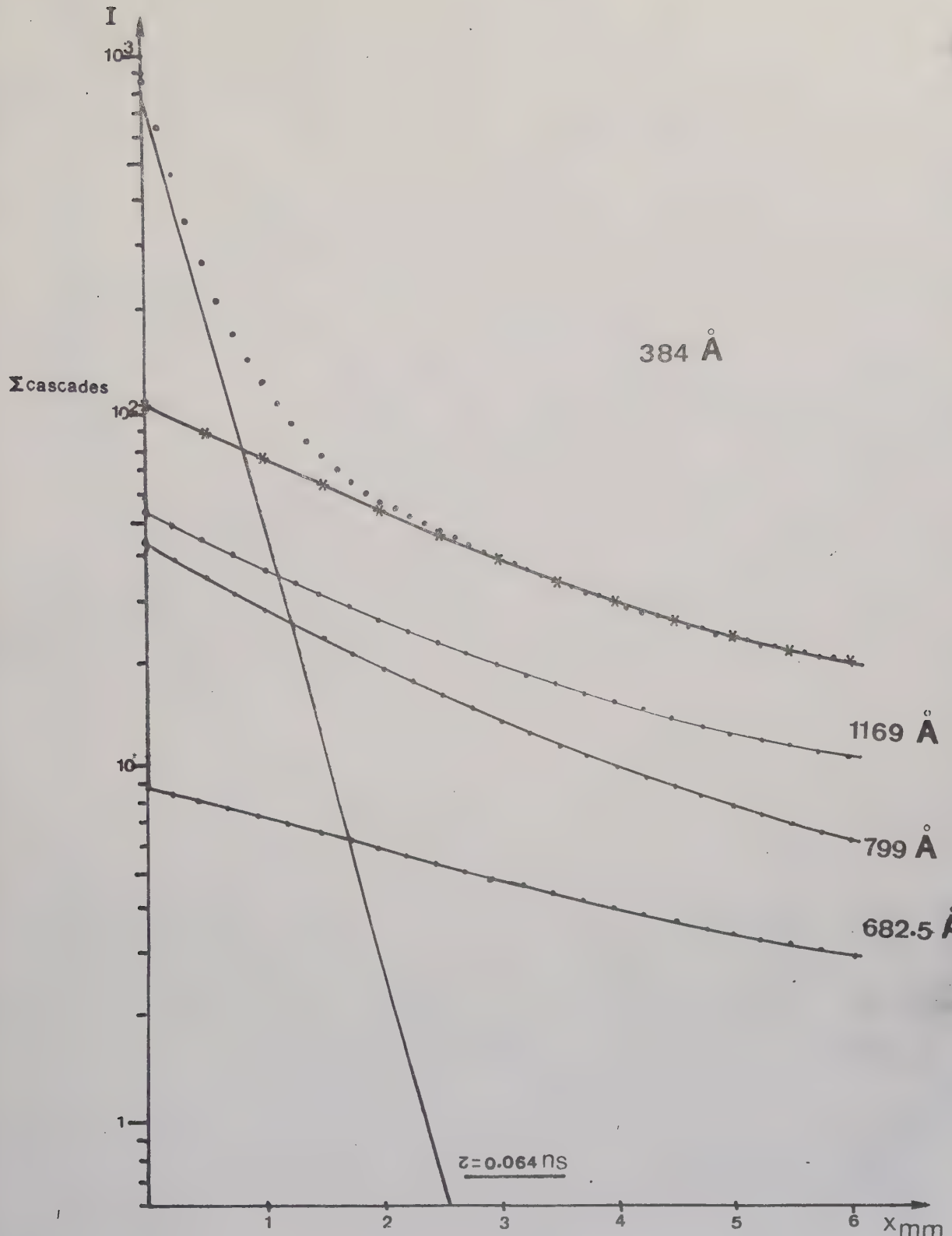
Les courbes de déclin de la raie 384,6 ainsi que de ses cascades issues des niveaux $4f^2F°$ (1169 Å) $5f^2F°$ (799 Å) et $6f^2F°$ (682,5 Å) sont données figure 10.

Les intensités relatives $I_j(o)$ des 3 cascades ont été estimées à 600, 500 et 100 respectivement (cf. courbe d'étalonnage, appendice 2).

L'intervalle Δx choisi correspondait à $\Delta x = 0,25$ mm et l'étude se faisant à 2 MeV la valeur $\frac{\Delta x}{v}$ était 0,0453 ns.
Si on note les bornes d'intégration choisies par les indices n et m on a

$$A = \frac{\sum_{n-m} \overline{I}}{I_n - I_m}$$

$$B = \frac{\sum_{n-m} \overline{I}}{\sum_j \sum_{n-m} \overline{I}_j}$$



décomposition en soustrayant les cascades

Figure 10

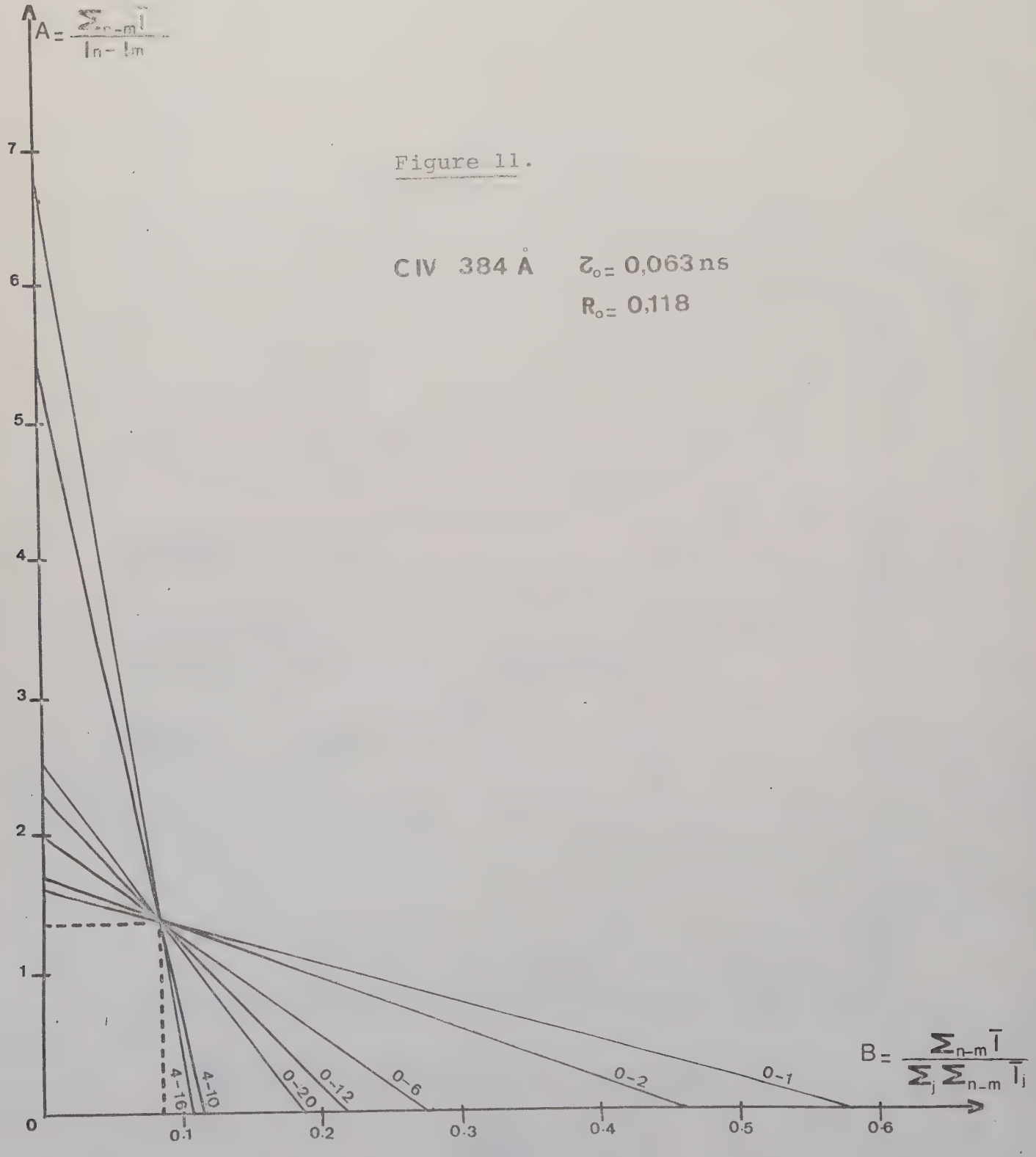
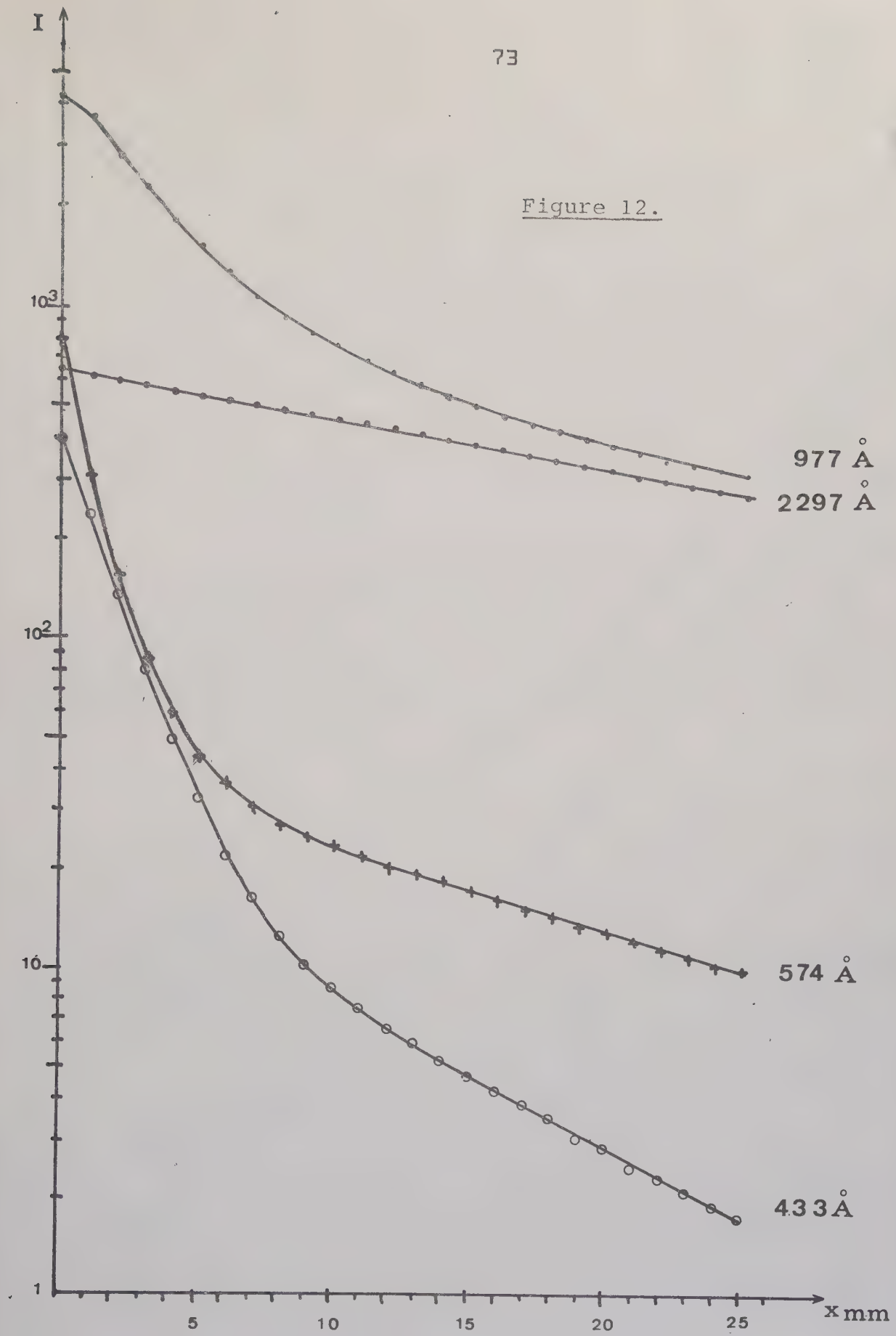


Figure 11.

CIV 384 Å τ_o = 0,063 ns

R_o = 0,118

Figure 12.



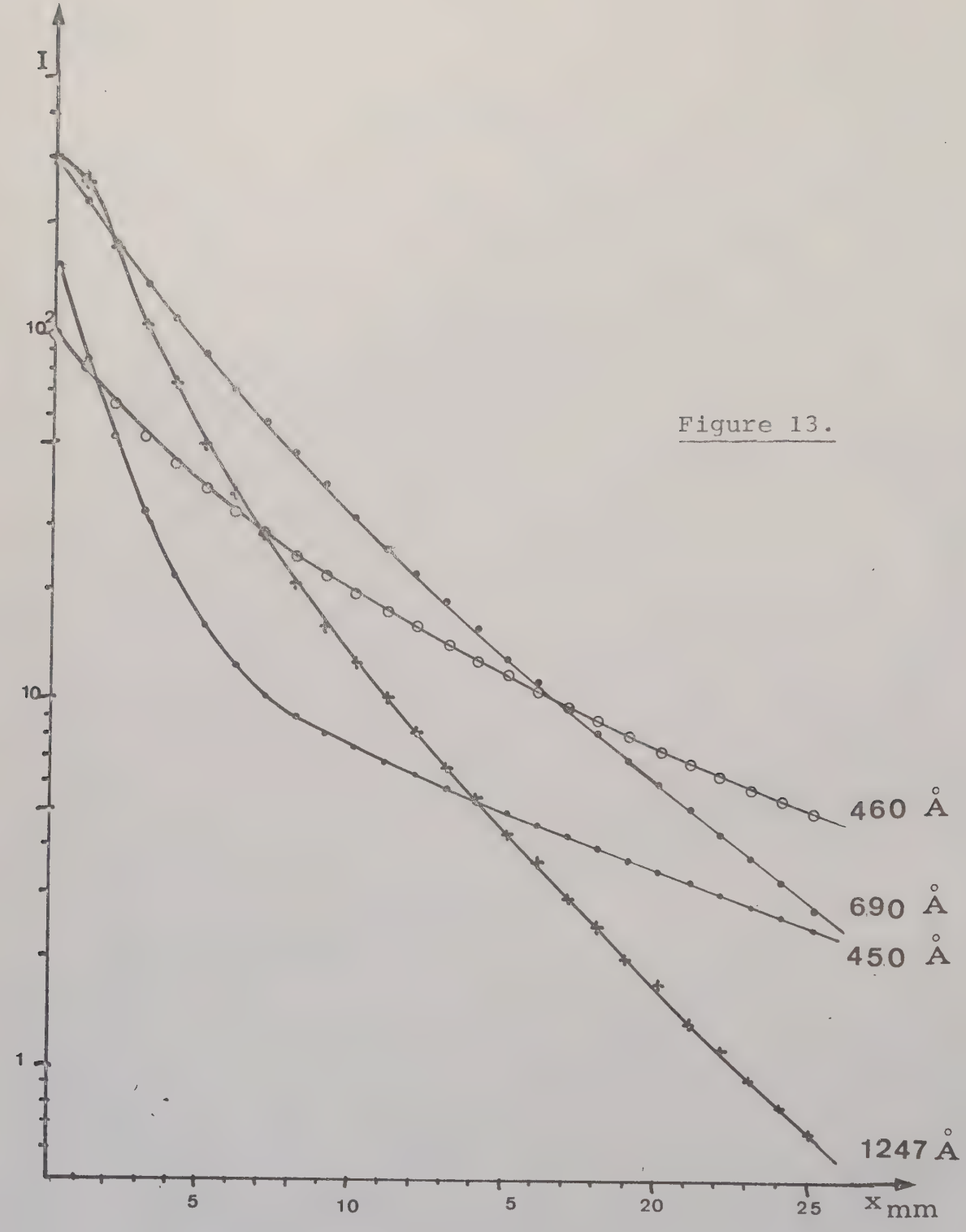


Figure 13.

D'où le TABLEAU suivant :

n-m	0-1	0-2	0-6	0-10	0-12	0-16	0-20	4-10	4-16	12-20
A	1,6	1,68	1,99	2,195	2,28	2,41	2,51	5,4	6,75	15,22
B	0,57	0,46	0,282	0,229	0,214	0,195	0,184	0,113	0,103	0,082

De la figure 11 déduite du TABLEAU, nous tirons

$$\tau_o = 0{,}0453 \times 1{,}39 = 0{,}06295 \text{ ns} \quad \sim 0{,}063 \text{ ns}$$

$$R_o = \frac{1215}{870} \times 0{,}085 = 0{,}118$$

La valeur faible de R_o indique que l'influence des cascades est faible, ce qui laisse supposer une bonne précision sur la mesure.

2ème exemple - Transition $2s^2\ ^1S - 2s2p\ ^1P°$ de C III à 977 Å
Les courbes de déclin de la raie 977 Å ainsi que de ses sept cascades issues des niveaux $2p^2\ ^1D$ (2297 Å) $2p^2\ ^1S$ (1247 Å) $2s^2\ ^1S$ (690,5 Å) $2s3d\ ^1D$ (574 Å) $2p^2\ ^1P$ (460 Å) $2s4d\ ^1D$ (450,7 Å) et $2p3p\ ^1D$ (433 Å) sont données figure 12 et 13.

Les intensités relatives $I\alpha j_{(o)}$ des sept cascades sont estimées à 650, 300, 300, 800, 100, 150 et 400 respectivement. L'intervalle $\frac{\Delta x}{v}$ avait pour valeur 0,1174 ns.

Le tableau ci-après donnant pour différents intervalles d'intégration les valeurs de A et B a donc permis de tracer le réseau de courbes de la figure 14.

n-m	0-1	0-2	0-7	0-15	0-20	0-30	0-40	0-45	3-45	7-40	10-3
A	11,6	10,6	9,65	10	10,5	11,4	12,25	12,6	13,6	15,3	17,9
B	0,83	0,90	0,99	0,95	0,91	0,85	0,81	0,79	0,76	0,71	0,67

L'intersection de ces droites est dans ce cas plus diffuse que précedemment ; le problème étant plus complexe, mais cela conduit à

$$\tau_o = 0,1174 \times 5,2 = 0,61 \text{ ns}$$

$$R_o = 0,47 \times \frac{5600}{4250} = 0,64$$

La valeur de R_o assez grande indique l'importance de la contribution des cascades. Dans ce cas une erreur sur l'évaluation des intensités relatives des cascades rend le problème insoluble.

3 - DECOMPOSITION DIRECTE DES 2 COURBES DE DECLIN

1er cas - Figure 15. La décomposition directe de la courbe de déclin de la transition de C IV si l'on fait abstraction de la connaissance des cascades conduit à une décomposition en 3 exponentielles correspondant à $\tau_o = 0,064$ ns et $\tau_1 = 0,27$ ns et $\tau_2 = 1,5$ ns. La première valeur correspond évidemment à la durée de vie du niveau $3d\,^2D$, les 2 autres valeurs ne correspondent qu'à une valeur moyenne des durées de vie des cascades et de leurs cascades sans réelle signification physique. Néanmoins, le rapport $\frac{C_o}{C_1 + C_2} = \frac{70}{14}$ (rapport des ordonnées à l'origine des exponentielles correspondant à la durée de vie C_o et des cascades) est grand et indique que les cascades ne perturbent que peu la courbe de déclin.

Pour améliorer cette décomposition directe, il est possible dans ce cas privilégié de soustraire à la courbe de déclin de la raie 384 Å les courbes de déclin des trois cascades en les affectant de coefficients à l'origine $(C_J + C_h)$ convenables.

Si nous prenons pour $\lambda = 1169$ Å $C + C_h = 55,0$

$\lambda = 799$ Å $C + C_h = 43,0$

$\lambda = 682,5$ Å $C + C_h = 8,8$

Nous pouvons décomposer à nouveau la courbe de déclin de la raie 384 et nous voyons Figure 16 que la valeur trouvée est $\tau = 0,0064$ ns.

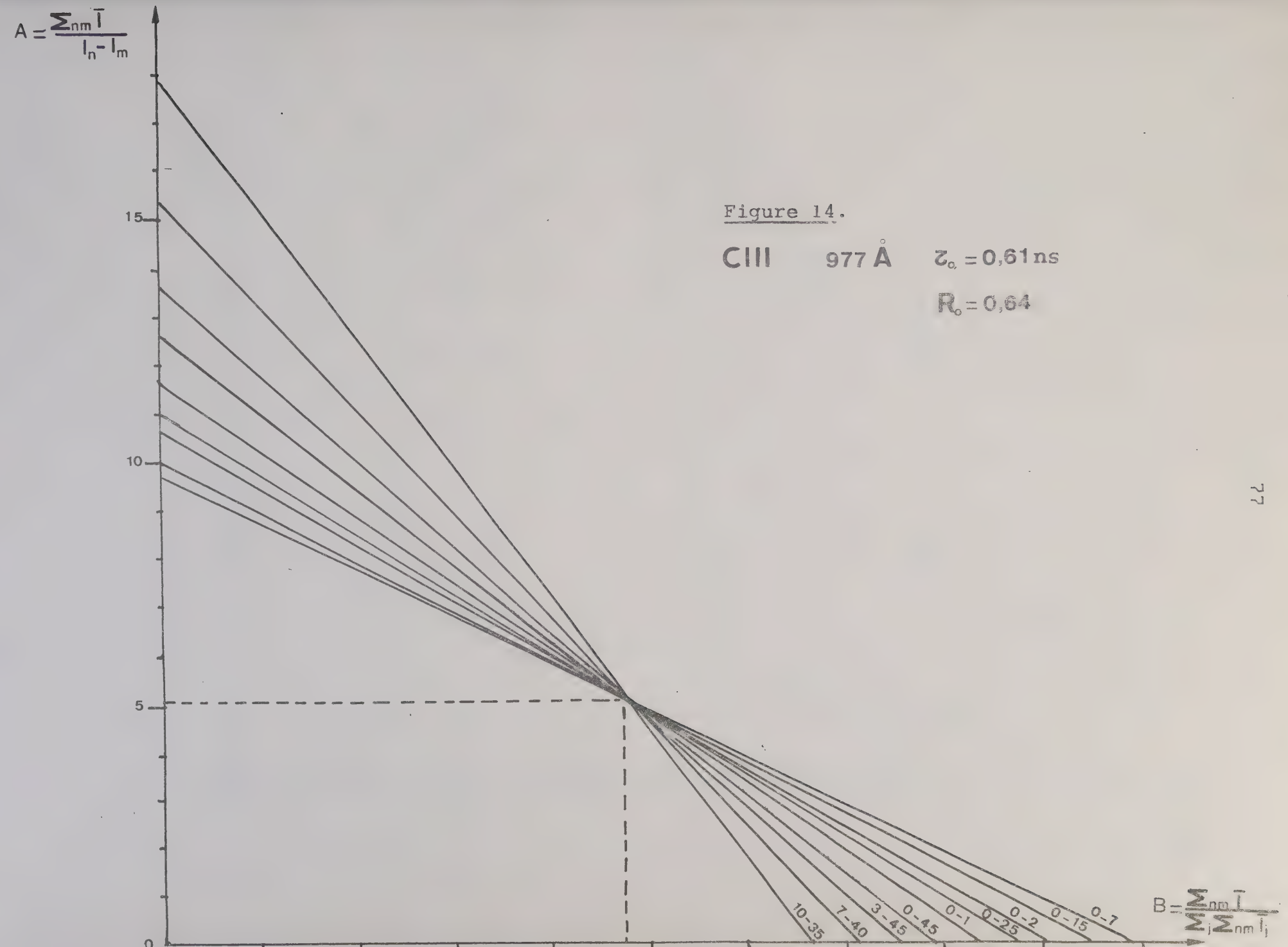


Figure 14.

CIII 977 Å $\tau_o = 0{,}61$ ns

$R_o = 0{,}64$

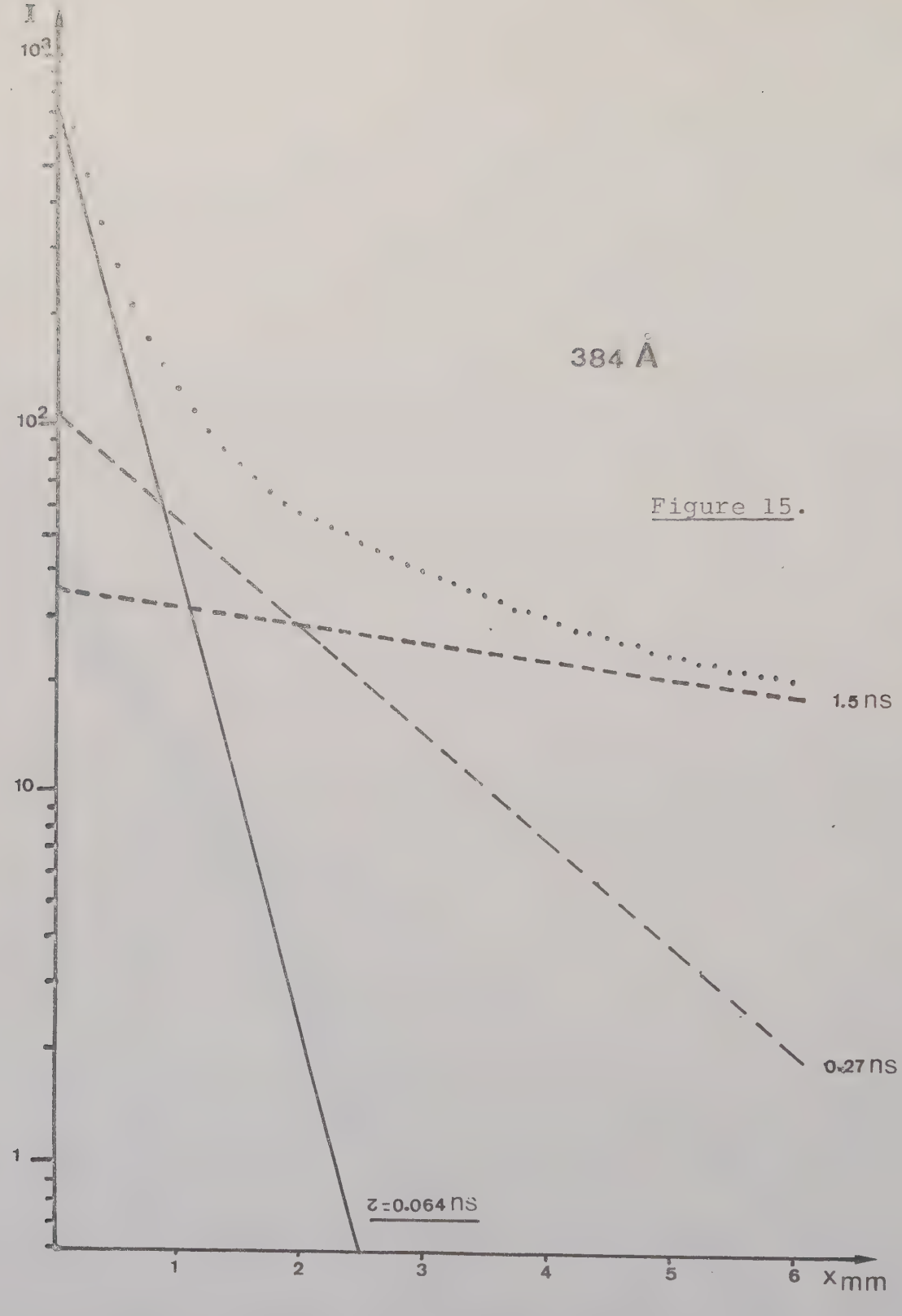


Figure 15.

décomposition directe du déclin

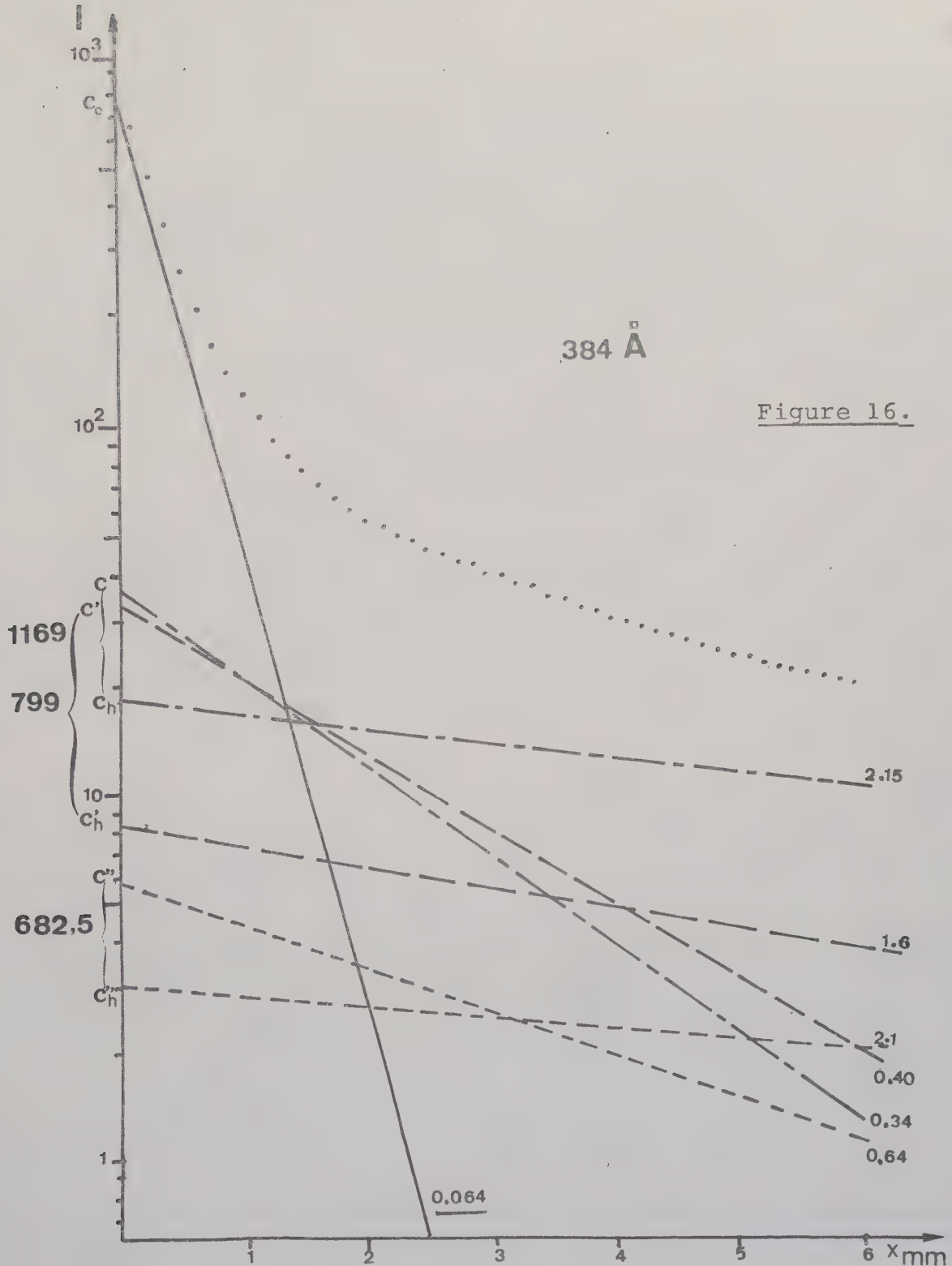
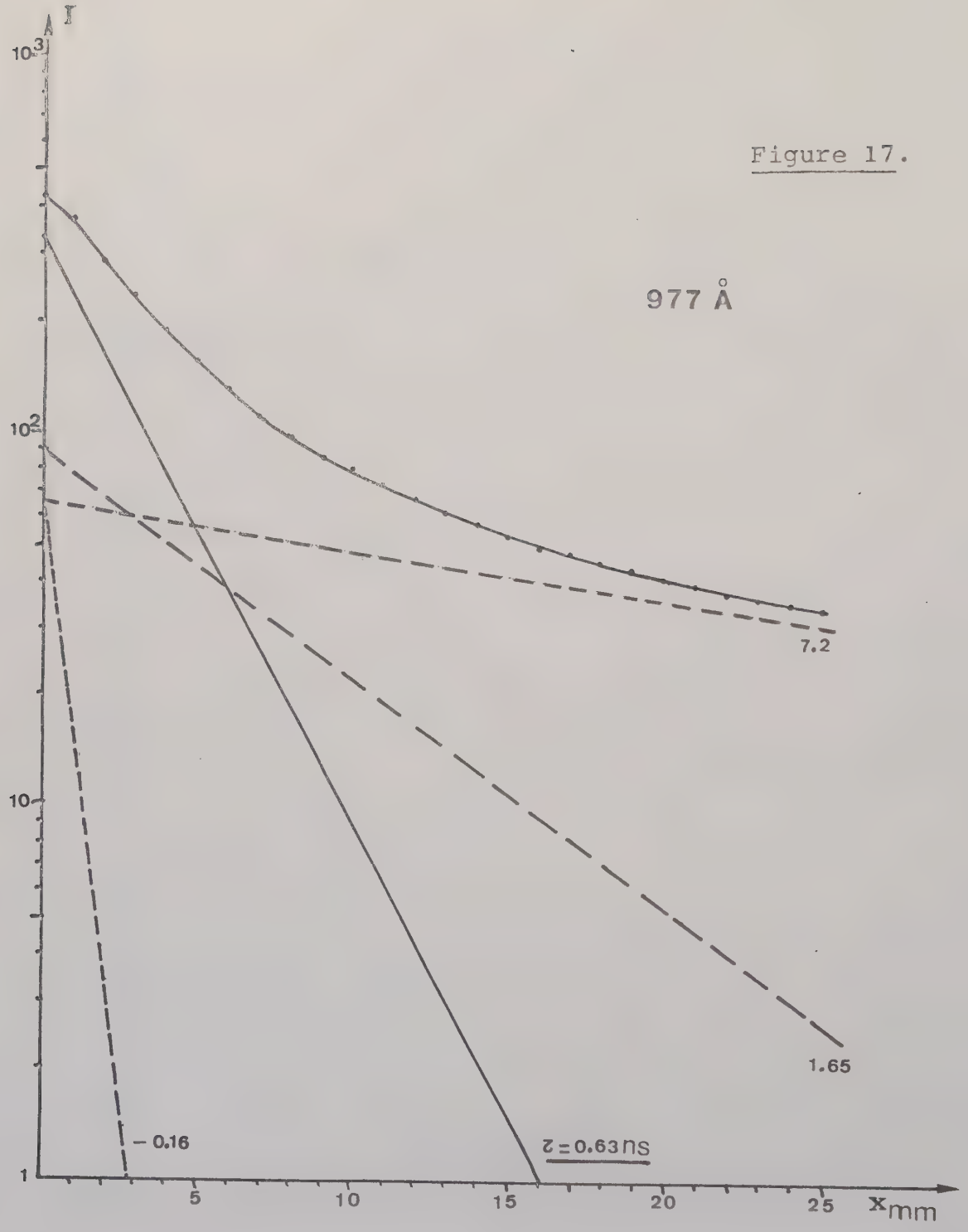


Figure 16.

C_o= 763,2 C=37,4 C_h=17,6 C'=34,5 C'_h=8,5 C''=5,8 C''_h=3

Figure 17.



décomposition directe du déclin

2ème cas - Figure 17. La décomposition directe de la courbe de déclin de la raie 977Åconduit à une décomposition en trois exponentielles correspondant à τ_0 =0,63 ns , τ_1 = 1,65 ns, τ_2 = 7,2 ns (il apparait en plus une cascade "courte" très faible dont la constante de déclin $\tau_3 \sim$ 0,2 ns). Ces dernières valeurs correspondent à une moyenne sur les durées de vie des cascades, on reconnait d'ailleurs la valeur 7,2 ns correspondant sans ambiguité à la transition 2297 Å dont la durée de vie a été mesurée égale à 7,2 ns (réf.a).

La connaissance des cascades peuplant le niveau $2s2p\,^1P°$ peut permettre comme précédemment de décomposer la courbe de déclin en tenant compte des cascades mais ce cas est plus complexe car interviennent alors des constantes de déclin inférieure à la durée de vie de la transition étudiée. Il faudra donc additionner d'une part les exponentielles de constantes de déclin supérieur à 0,65 ns, d'autre part celles inférieures à 0,63 ns en ayant préalablement affecté de coefficients convenables les ordonnées à l'origine des différentes exponentielles. Et c'est la somme algébrique des cascades qui devra être soustraite à la courbe de déclin de la raie 977 Å en comptant positivement les cascades de $\tau > 0{,}63$ ns et négativement les cascades de $\tau < 0{,}63$ ns. Ceci est représenté Figure 18. La décomposition conduit alors à $\tau_0 = 0{,}65$ ns, valeur proche de celle trouvée directement.

On voit dans ce cas assez complexe combien une telle décomposition est difficile et que malgré tout l'étude directe; si elle n'apporte aucun renseignement sur les cascades, conduit néanmoins à des valeurs correctes des durées de vie à condition d'injecter un nombre d'exponentielles suffisant.

En fait, lorsque la (ou les) cascade(s) est masquée par une superposition il est possible d'introduire dans l'analyse de la courbe de déclin toute autre transition issue du même niveau supérieur. Cela peut permettre aussi de choisir des transitions situées dans le même domaine spectral, c'est à

Figure 18.

I
10³
977 Å
cascades<0
cascades>0
Σ cascades
10
1
τ=0,65 ns
5
10
15
20
25
x mm

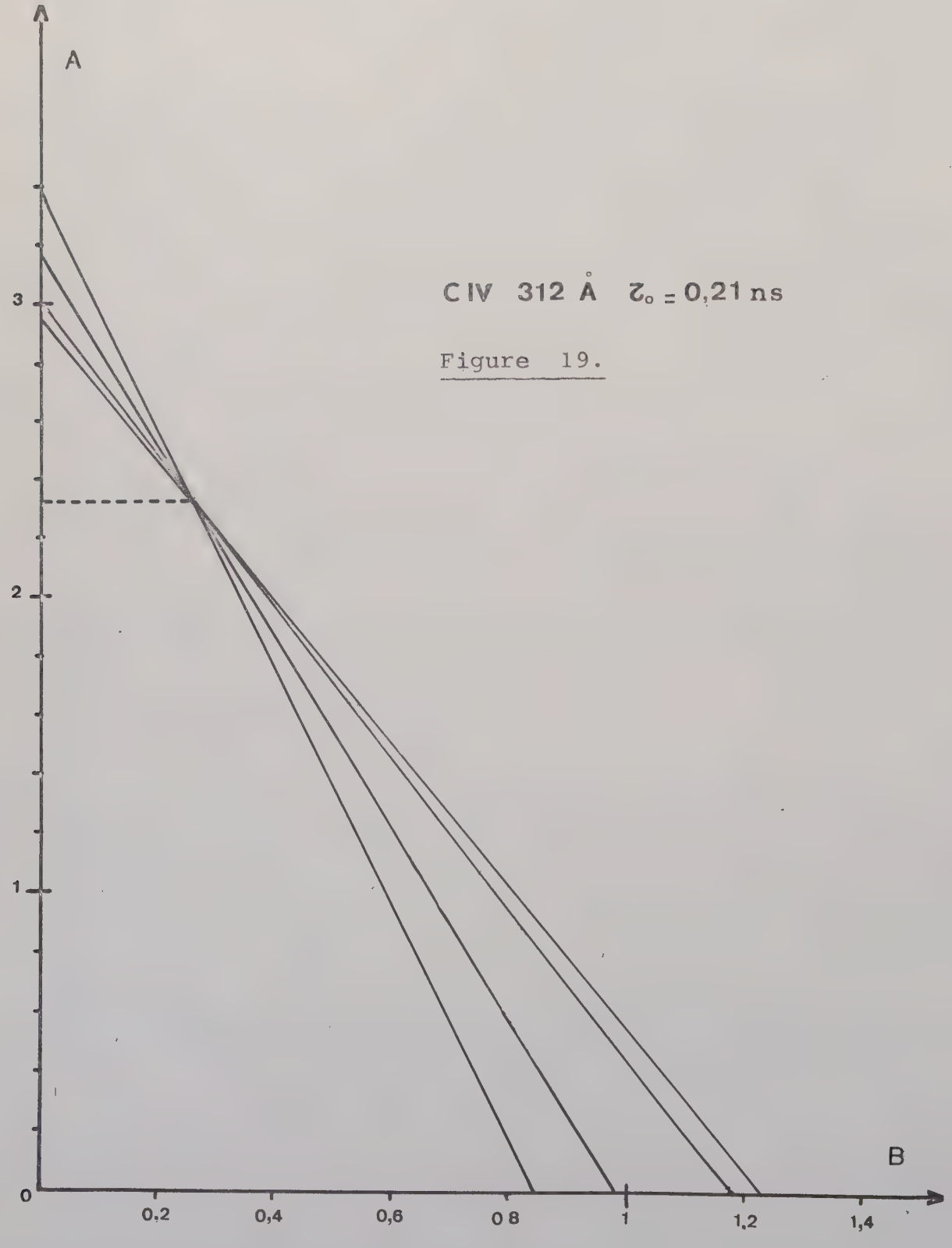
dire analysées avec le même dispositif expérimental ce qui conduit à la même géométrie d'où une même longueur du faisceau visé et aux mêmes erreurs systématiques.

Ainsi la raie de C IV $2s^2S - 3p^2P°$ (λ=312 Å) reçoit principalement la contribution des niveaux $4d^2D$ et $5d^2D$ par l'intermédiaire des transitions situées à 1108 Å et 770 Å. Or ces deux courbes ont été mal étudiées car la durée de vie du niveau $4d^2D$ étant très courte ($\tau \sim 0,13$ ns) le dispositif optique utilisé dans la région 400-1200 Å n'était pas approprié; par ailleurs, la mesure du déclin de la raie 770 Å peut être perturbée par le 2° ordre de la raie très intense de C IV à 384 Å. Nous avons donc décomposé la courbe de déclin de la raie 312 Å par la méthode ANDC de Curtis en tenant compte des courbes de déclin des transitions $2p^2P°-4d^2D$ (289,2 Å) et $2p^2P°-5d^2D$ (259,5 Å) en ajustant leurs intensités relatives de façon à obtenir une intersection unique définissant τ.

n-m	0-0,5	0-1	0-3	0-6	1-6
A	3,01	2,92	2,98	3,14	3,37
B	1,18	1,22	1,22	0,98	0,84

ce qui conduit à $\tau = 0,0906 \times 2,32\ 10^{-9}$ s = 0,211 ns. (Fig.19)
Par analyse directe nous avions trouvé τ = 0,22 ns.

Dans ce cas il est bien évident que R_o est dénué de signification physique.



C IV 312 Å $\tau_o = 0{,}21$ ns

Figure 19.

II - RESULTATS

Compte-tenu des restrictions faites à propos de la valeur inférieure des durées de vie qu'il est possible de mesurer suivant le dispositif expérimental, la précision peut être estimée à 20% pour les mesures faites dans la région spectrale $1300 < \lambda(Å) < 6000$ (pour les durées de vie $\tau > 1$ ns) et à 10% dans l'ultraviolet plus lointain (pour des durées de vie > 0,2 ns dans la région $30 < \lambda(Å) < 300$. Dans le cas où les durées de vie sont inférieures aux limites données, l'erreur doit être estimée deux fois plus élevée.

Cette estimation tient compte des erreurs statistiques sur les courbes de déclin, des erreurs systématiques dans le calcul de la vitesse des ions et des erreurs possibles de la décomposition (choix de 2 ou 3 exponentielles). Les courbes de déclin ont été enregistrées et analysées plusieurs fois chacune ; la dispersion des points peut être estimée à 1 à 2% suivant l'intensité de la transition, le temps de comptage et la méthode d'enregistrement (continue ou pas à pas, par un seul passage ou superposition de plusieurs passages). L'erreur sur le calcul de la vitesse des ions n'excède pas 1% ; elle tient compte de l'incertitude sur la perte d'énergie dans la feuille dont la densité n'est pas exactement connue. En effet, les cibles de densité 10 $\mu g/cm^2$ pouvaient avoir en fait des densités variant entre 8 et 12 $\mu g/cm^2$, d'autre part l'épaisseur de la cible évolue dans le temps. Reprenant le travail de Chupp et al. (1968, réf.2), les études récentes de Bickel et Buchta (1973, réf.3) et de Dumont (1973, réf.4) ont montré que la cible évoluait dans le temps, son épaisseur augmentant notablement si l'on ne prenait pas la précaution de piéger les impuretés lorsque le vide de la chambre d'expérience n'était pas inférieur à 10^{-6} torr.*

* *Dumont chiffre cette augmentation à 0,5 $\mu g/cm^2$ par 10 mn, pour un faisceau d'ions N^+ de 0,4 MeV d'intensité 0,2 µA).*

Les erreurs sur la décomposition sont certainement la cause de l'imprécision la plus grande. Dans les trois exemples donnés en détail, nous voyons qu'avec trois méthodes d'analyse différentes la dispersion des résultats est inférieure à 5% ; quand les cascades ne sont pas connues elle peut être plus grande. Nous pouvons rappeler à ce sujet l'exemple donné par Wiese (1970, ref.5), qui montre qu'une fonction :

$$f(x) = 0{,}0951\ e^{-x} + 0{,}8607\ e^{-3x} + 1{,}5576\ e^{-5x}$$

peut être décomposée par ordinateur en une somme de deux exponentielles, $g(x) = 0{,}305\ e^{-1{,}58x} + 2{,}202\ e^{-4{,}45x}$ avec une précision de 0,005. L'erreur sur la constante de déclin la plus courte est alors de l'ordre de 10 %. L'erreur sur les amplitudes et les constantes de déclin représentant la contribution (assez forte) des cascades est superieure à 10 % par contre. S'il y a des superpositions, la barre d'erreur doit être prise plus grande de même si les raies sont faibles ou perturbées par des cascades importantes.

Les TABLEAUX XV à XVIII regroupent les résultats sur CII...CV. Nous y avons noté toutes les transitions observées, en les classant suivant la valeur croissante de l'énergie de leur niveau superieur, et pour les transitions issues du même niveau suivant la valeur croissante de l'énergie du niveau inferieur. Ceci permet de reconstituer plus facilement le spectre observé et aussi de comparer les valeurs des durées de vie pour des transitions issues d'un même niveau. C'est ce bon accord qui est le meilleur test de la validité et de la précision de nos mesures. L'incertitude est donnée pour chaque transition, compte-tenu des remarques générales précédentes.

Dans la colonne intitulée experience, les valeurs des autres constantes de déclin obtenues lors de l'analyse, ont été données, permettant ainsi de vérifier la cohérence des résultats ou de mettre en évidence des superpositions. Il est aussi possible de remonter jusqu'à l'ordre de grandeur des durées de vie des cascades, dans les cas les plus favorables.

TABLEAU XV Durées de vie dans CII

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie A_{ki} ($10^8 s^{-1}$) (a)	(b)	(c)	théorie τ(ns) (a)	(b)	(c)
$2s2p^2\,^2D$	$2s^2 2p^2\,^2P°$	1335	3,5 ± 0,4	1,5	2,7	2,8	6,0	3,7	3,6	1,66
$2s2p^2\,^2S$	-	1037	0,41± 0,04	5,9	22	23	11	0,47	0,45	0,91
$2s2p^2\,^2P$	-	904	0,25± 0,03	0,87 - 2,8	42	40	42	0,24	0,25	0,24
$2s^2 3s^2\,^2S$	-	858,5	1,9 ± 0,2	8,1	2,1		12	4,6		0,83
$2s^2 3p^2\,^2P°$	$2s2p^2\,^2D$	1760								
-	$2s2p^2\,^2S$	2837	9,9 ± 2				0,35			
-	$2s^2 3s^2\,^2S$	6578	10,1 ± 2		0,36		0,48			
$2p^3\,^4S°$	$2s2p^2\,^4P$	1010	0,31± 0,03		34		32	0,29		0,31
$2s^2 3d^2\,^2D$	$2s^2 2p^2\,^2P°$	687	0,37± 0,04	5,5	28		22	0,36		0,45
$2p^3\,^2D°$	$2s2p^2\,^2D$	1323	1,8 ± 0,2		5,25		8,7	1,7		1,03
-	$2s2p^2\,^2P$	2511	2,1 ± 0,4	10	0,64		0,97			
$2s^2 4s^2\,^2S$	$2s^2 2p^2\,^2P°$	636								
-	$2s^2 3p^2\,^2P°$	3920	1,3 ± 0,25	4,3			1,87			
$2s^2 4p^2\,^2P°$	$2s2p^2\,^2D$	1140 *								
-	$2s^2 3s^2\,^2S$	2174					0,253			
-	$2s^2 3d^2\,^2D$	5890	2,5 ± 0,5				0,337			
$2s2p3s\,^4P°$	$2s2p^2\,^4P$	807	0,69± 0,07	18,6						

(a) Weiss réf.12 (b) Nicolaïdes réf.13 (c) Wiese et al réf.11

TABLEAU XV (suite)

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie A_{ki} ($10^8 s^{-1}$) (a)	théorie A_{ki} ($10^8 s^{-1}$) (b)	théorie A_{ki} ($10^8 s^{-1}$) (c)	théorie τ(ns) (a)	théorie τ(ns) (b)	théorie τ(ns) (c)
$2s^2 4d\ ^2D$	$2s^2 2p^2\ ^2P°$	595	0,51 ± 0,05	3,6						
–	$2s^2 3p^2\ ^2P°$	2747	0,45 ± 0,09	3,95			0,466			
$2p^3\ ^2P°$	$2s2p^2\ ^2D$	1066	0,39 ± 0,02	2,0			8,1			
–	$2s2p^2\ ^2P$	1721								
$2s^2 4f\ ^2F°$	$2s^2 3d\ ^2D$	4267	3,8 ± 0,8	22			2,46			4,06
$2s^2 5s\ ^2S$	$2s^2 3p^2\ ^2P°$	2402								
$2s^2 5p\ ^2P°$	$2s^2 3d\ ^2D$	3361	4,5 ± 1				0,121			
–	$2s^2 4s\ ^2S$	5536	4,6 ± 1	18						
–	$2s^2 3s\ ^2S$	1702								
$2s2p3s\ ^2P°$	$2s2p^2\ ^2S$	1230*								
$2s^2 5d\ ^2D$	$2s^2 2p^2\ ^2P°$	560								
–	$2s^2 3p^2\ ^2P°$	2137								
$2s^2 5f\ ^2F°$	$2s^2 3d\ ^2D$	2992	6,5 ± 1,3	32			0,90			
$2s2p3p\ ^4D$	$2s2p3s\ ^4P°$	6787	26,0 ± 5	9,3			0,369			27
$2s2p3p\ ^2P$	$2s^2 2p^2\ ^2P°$	549,5	2,0 ± 0,4							
–	$2p^3\ ^2D°$	3167	1,95 ± 0,4	9						
$2s^2 6d\ ^2D$	$2s^2 2p^2\ ^2P°$	543								
$2s^2 6f\ ^2F°$	$2s^2 3d\ ^2D$	2575								
$2s2p3p\ ^4S$	$2s2p3s\ ^4P°$	5650	17,0 ± 3				0,65			

$2s^2 7s^2 S$	$2s^2 4p^2 P°$	4307			
$2s2p3p^4 P$	$2s2p3s^4 P°$	5133	11,3 ± 2		0,86
$2s2p3p^2 D$	$2s^2 2p^2 P°$	530	1,94 ± 0,2		
–	$2s^2 3p^2 P°$	1758			
–	$2p^3 {}^2D°$	2621			
–	$2s^2 4p^2 P°$	3835	2,5 ± 0,5		
–	$2p^3 {}^2P°$	5032	2,3 ± 0,5		
$2s2p3d^4 F°$	$2s2p3p^4 D$	7113	12,0 ± 2,5	3	
$2s2p3d^4 D°$	$2s2p^2 {}^4P$	651	0,23 ± 0,02	2,3 - 11,5	
.....			limite de CIII ($^1S_0$)		
$2s2p3d^2 D°$	$2s2p^2 {}^2D$	809	0,46 ± 0,05	3,8	
–	$2s2p^2 {}^2P$	1139*			
$2s2p3d^4 P°$	$2s2p^2 {}^4P$	641	0,43 ± 0,04	4,6	
$2s2p4s^4 P°$	$2s2p^2 {}^4P$	600			
–	$2s2p3p^4 D$	3590	1,9 ± 0,4		0,92
–	$2s2p3p^4 P$	4320	1,7 ± 0,4	5,75	
$2s2p4p^2 P$	$2s2p3s^2 P°$	2728			
$2s2p4p^4 D$	$2s2p3s^4 P°$	2092*	12,0 ± 3	3,5	
–	$2s2p3d^4 F°$	5258	15,0 ± 3		
$2s2p4d^4 F°$	$2s2p3p^4 D$	2641*	12,7 ± 2		
$2s2p4d^4 D°$	$2s2p^2 {}^4P$	564,6	0,36 ± 0,04	0,7 - 6,2	
–	$2s2p3p^4 P$	2968			
$2s2p4d^2 D°$	$2s2p3p^2 P$	2592	9,0 ± 2		

TABLEAU XV (suite)

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie A_{ki}($10^8 s^{-1}$)	théorie τ(ns)
$2s2p4d\,^4P°$	$2s2p\,^2{}^2P$	562,5				
-	$2s2p3p\,^2S$	2767				
-	$2s2p3p\,^2P$	2910				
$2s2p4f\,^2F$	$2s2p3d\,^2D°$	4411	3,2 ± 0,6	26		2,11
-	$2s2p3d\,^2F°$	4736				
$2s2p4f\,^4F$	$2s2p3d\,^4F°$	3947	4,25 ± 0,8			
-	$2s2p3d\,^4D°$	4076	3,5 ± 0,7	22		
$2s2p4f\,^4G$	$2s2p3d\,^4F°$	3876	3,1 ± 0,6	16		2,66
$2s2p4f\,^2G$	$2s2p3d\,^2F°$	4619	3,1 ± 0,6	24		2,24
$2s2p4f\,^4D$	$2s2p3d\,^4D°$	3979				
-	$2s2p3d\,^4P°$	4372	4,4 ± 0,9	26		4,2
$2s2p5s\,^4P°$	$2s2p3p\,^4D$	2270				
-	$2s2p3p\,^4P$	2540				
$2s2p5d\,^2D°$	$2s2p\,^2{}^2P$	332,7				
-	$2s2p3p\,^2P$	2256				
$2s2p5f\,^2F$	$2s2p3d\,^2D°$	3049	2,1 ± 0,4	11		
$2s2p5f\,^4F$	$2s2p3d\,^4D°$	2885	3,4 ± 0,6	20		
$2s2p5f\,^4G$	$2s2p3d\,^4F°$	2801	4,6 ± 0,9	17		
$2s2p5f\,^4D$	$2s2p3d\,^4D°$	2861				
-	$2s2p3d\,^4P°$	3059	1,5 ± 0,3	13		
$2s2p6d\,^4D°$	$2s2p\,^2{}^4P$	517				
$2s2p6f\,^4G$	$2s2p3d\,^4F°$	2434				

TABLEAU XVI Durées de vie dans CIII

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie A_{ki} ($10^8 s^{-1}$) (a)	(b)	(c)	théorie τ(ns) (a)	(b)
$2s2p\,^1P°$	$2s^2\,^1S$	977	0,63 ± 0,07	1,65 - 7,2	16,5	16,07	19 [d] 17,80 [e] 18,47 [f] 17,95 [g]	0,606	0,622
$2p^2\,^3P$	$2s2p\,^3P°$	1176	0,74 ± 0,07	2,5	13,4	13,5	13 [d]	0,746	0,741
$2p^2\,^1D$	$2s2p\,^1P°$	2297	7,2 ± 1,4		1,41	1,46	3,6 [d] 1,26 [e] 1,58 [h] 1,38 [i] 2,38 [j]	7,092	6,849
$2p^2\,^1S$	$2s2p\,^1P°$	1247	0,39 ± 0,04	1,04	24,5	29,85	12 [d] 23 [e] 21,87 [h] 22,6 [i]	0,408	0,335
$2s3s\,^3S$	$2s2p\,^3P°$	538	0,32 ± 0,03	12	40,2	38,5	21 [d]	0,249	0,260
$2s3s\,^1S$	$2s2p\,^1P°$	690,5	0,61 ± 0,06	1,46	13,5	6,88	22 [d]	0,741	1,453
$2s3p\,^1P°$	$2s^2\,^1S$	386,2	0,24 ± 0,02	2,25	35,9	34,77	38 [d]		
–	$2p^2\,^1D$	884	0,29 ± 0,03	1,60	7,42	6,80		0,229	0,235
–	$2p^2\,^1S$	1308			0,25	0,82			
$2s3p\,^3P°$	$2p^2\,^3P$	818			0,025	0,040		13,315	12,706
–	$2s3s\,^3S$	4649	13,5 ± 2		0,726	0,747	0,78 [d]		
$2s3d\,^3D$	$2s2p\,^3P°$	459,6	0,115 ± 0,01	1,5	105	104,88	79 [d]	0,095	0,095

TABLEAU XVI (suite)

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (a)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (b)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (c)	théorie τ(ns) (a)	théorie τ(ns) (b)
$2s3d\,^1D$	$2s2p\,^1P°$	574	0,14 ± 0,01	0,4 - 8	69,6	81,39	63 [d]	0,143	0,122
-	$2s3p\,^1P°$	5696			0,42	0,45	0,50 [d]		
$2p3s\,^3P°$	$2p^2\,^3P$	585,5	0,4 ± 0,04	2,7	29,3	26,57			
-	$2s3s\,^3S$	1428*			3,11	2,91		0,307	0,338
-	$2s3d\,^3D$	2610			0,10	0,085			
$2s4s\,^3S$	$2s2p\,^3P°$	389			19,6	20,57		0,376	
-	$2s3p\,^3P°$	2010	0,45 ± 0,09	2	6,96				
$2p3s\,^1P°$	$2s^2\,^1S$	322			9,02	10,70			
-	$2p^2\,^1D$	609*	0,28 ± 0,06	1,69	26,2	23,14			
-	$2p^2\,^1S$	784	0,26 ± 0,03	1,60	4,23	3,76		0,215	0,226
-	$2s3s\,^1S$	1591			5,84	5,49			
-	$2s3d\,^1D$	2982	0,41 ± 0,08	2,3	1,22	1,13			
$2s4s\,^1S$	$2s3p\,^1P°$	1894			5,95	5,65		0,797	0,131
$2s4p\,^3P°$	$2p^2\,^3P$	554			0,729	0,58			
-	$2s3s\,^3S$	1256			0,992	0,74		3,429	4,149
-	$2s3d\,^3D$	2092*	3,5 ± 0,7	12	1,027	1,09			
$2p3p\,^1P$	$2s2p\,^1P°$	460*	0,59 ± 0,12	2,4	34,6	19,75		0,244	0,370
-	$2s3p\,^1P°$	1645			6,39	7,19			
$2s4d\,^3D$	$2s2p\,^3P°$	371	0,16 ± 0,02	1	47,06	48,78	34 [d]	0,181	0,175
-	$2s3p\,^3P°$	1620			8,18	8,23			

$2s4f\,^3F°$	$2s3d\,^3D$	1923	1,4 ± 0,3	7	8,60	9,00		1,163	1,111
$2s4p\,^1P°$	$2s\,^21S$	310			8,98	12,29	3,7 [d]		
–	$2p\,^21D$	566*	0,56 ± 0,12	0,32 – 4,5	3,62	32,13		0,579	0,177
–	$2p\,^21S$	715	0,53 ± 0,05	1,14	3,64	11,52			
–	$2s3d\,^1D$	2177	0,79 ± 0,16	2,7	0,39				
$2s4f\,^1F°$	$2p\,^21D$	566*	0,32 ± 0,06	0,56 – 4,5	12,7	13,18		0,456	0,446
–	$2s3d\,^1D$	2163	0,23 ± 0,05	9,9	9,2	9,23			
$2p3p\,^3D$	$2s2p\,^3P°$	369			0,468	1,24		13,890	6,949
$2s4d\,^1D$	$2s2p\,^1P°$	450	0,35 ± 0,04	2,8	43,8	57,91		0,210	0,162
$2p3p\,^3S$	$2s2p\,^3P°$	364			21,36	21,31			
–	$2s3p\,^3P°$	1480			2,39			0,396	
–	$2p3s\,^3P°$	5263*			0,494	0,47	0,58 [d]		
$2p3p\,^3P$	$2s2p\,^3P°$	360,6	0,45 ± 0,05	1,3	13,07	10,29			
–	$2s3p\,^3P°$	1428*			3,59	3,32		0,569	0,686
–	$2p3s\,^3P°$	4670	0,64 ± 0,14	3,0	0,908	0,96	0,84 [d]		
$2p3d\,^1D°$	$2p\,^21D$	535	0,14 ± 0,02	0,33 – 1,8	57,3	55,93		0,168	0,173
$2p3p\,^1D$	$2s2p\,^1P°$	433	0,38 ± 0,04	2,33	27,47	28,02			
–	$2s3p\,^1P°$	1348*			0,45	0,56		0,341	0,346
–	$2p3s\,^1P°$	4326	0,31 ± 0,11	3	0,98	0,72	1,08 [d]		
$2p3d\,^3F°$	$2s3d\,^3D$	1577*			4,768	3,86		1,982	2,410
$2p3d\,^3D°$	$2p\,^23P$	499,5	0,10 ± 0,01	0,77	129,4	121,73		0,075	0,079
–	$2s3d\,^3D$	1478			4,71	4,40			
$2s5s\,^1S$	$2s3p\,^1P°$	1257*			2,638			1,760	

TABLEAU XVI (suite)

niv.sup?	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie A_{ki}($10^8 s^{-1}$) (a)	(b)	(c)	théorie τ(ns) (a)	(b)
$2s5s\,^3S$	$2s2p\,^3P°$	348			4,422	0,275			
-	$2s3p\,^3P°$	1247*			1,63			1,471	3,344
-	$2s4p\,^3P°$	4516	1,35 ± 0,2	10	1,662	1,95	1,66 [d]		
$2p3d\,^3P°$	$2p\,^{23}P$	493,5*	0,18 ± 0,02	1,06	43,51	64,21			
-	$2s3s\,^3S$	1005			0,032	0,218		0,207	0,155
-	$2s3d\,^3D$	1427*			4,107				
-	$2s4s\,^3S$	3262	0,3 ± 0,06	11	0,038	0,001			
$2p3d\,^1F°$	$2p\,^{21}D$	511,5	0,115± 0,01	0,5 - 6,8	42,26	64,7		0,230	0,150
-	$2s4d\,^1D$	5826			1,027	0,91			
$2s5p\,^1P°$	$2p\,^{21}S$	622			0,792				
-	$2s3s\,^1S$	1041			0,283			0,899	
-	$2s4s\,^1S$	3170*			0,166		0,325 [d]		
$2s5p\,^3P°$	$2p\,^{23}P$	483	0,33 ± 0,03	1,1	28,16				
-	$2s3s\,^3S$	943*			0,375				
-	$2s3d\,^3D$	1347*			1,238			0,331	
-	$2s4s\,^3S$	2875	< 0,9		0,107				
-	$2s4d\,^3d$	4384			0,220		0,267 [d]		
$2p3p\,^1S$	$2s2p\,^1P°$	412			14,80			0,800	
-	$2p3s\,^1P°$	2849	0,92 ± 0,2	2,7	0,613				
$2s5d\,^3D$	$2s2p\,^3P°$	341,2				11,89			0,621
-	$2s4p\,^3P°$	3609	0,54 ± 0,1	2,5		1,06	0,95 [d]		

$2s5g\,^3G$	$2s4f\,^3F^\circ$	4069*	3,3 ± 0,7	22				
$2s5g\,^1G$	$2s4f\,^1F^\circ$	4187	3,6 ± 0,7	30				
$2s5d\,^1D$	$2s2p\,^1P^\circ$	409						
–	$2s3p\,^1P^\circ$	1140*						
–	$2s4p\,^1P^\circ$	4121	0,35 ± 0,07	10		1,04 d		
						0,32 d		
$2p3d\,^1P^\circ$	$2p3p\,^1P$	3703						
$2s5f\,^3F^\circ$	$2s3d\,^3D$	1296			6,92			
–	$2s4d\,^3D$	3887	1,1 ± 0,24	4,2	0,66	1,81 d	1,143	
–	$2p3p\,^3D$	4157	1,1 ± 0,20	3,8	1,14			
$2s5f\,^1F^\circ$	$2p^2\,^1D$	493*			70,12		0,120	
–	$2s4d\,^1D$	4057	0,27 ± 0,06	1,7	0,92	1,45 d		
$2s6s\,^3S$	$2p4p\,^3P^\circ$	2697*						
$2s6p\,^3P^\circ$	$2p^2\,^3P$	455						
$2s6p\,^1P^\circ$	$2s4s\,^1S$	2203						
$2s6d\,^3D$	$2s3p\,^3P^\circ$	1015						
–	$2s4p\,^3P^\circ$	2481						
$2s6g\,^1G$	$2s4f\,^1F^\circ$	2778	2,9 ± 0,6	11				
$2s6g\,^3G$	$2s4f\,^3F^\circ$	2725	3,6 ± 0,8	18				
$2s6d\,^1D$	$2s4p\,^1P^\circ$	2752*						
$2s6f\,^3F^\circ$	$2s4d\,^3D$	2672	1,85 ± 0,4	4	0,66		1,495	
–	$2p3p\,^3D$	2800	1,6 ± 0,3	7	0,807			
$2s6f\,^1F^\circ$	$2s4d\,^1D$	2864			0,85		2,427	
$2s7d\,^3D$	$2s3p\,^3P^\circ$	943*						

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (a)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (b)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (c)	théorie τ(ns) (a)	théorie τ(ns) (b)
$2s7g\,^3G$	$2s5f\,^3F°$	5305							
$2s7f\,^3F°$	$2s5d\,^3D$	4860*	1,8 ± 0,4	11					
$2p4s\,^3P°$	$2p^2\,^3P$	418*							
–	$2p3p\,^3P$	2142*	0,7 ± 0,1						
$2p4p\,^3D$	$2p3d\,^3P°$	2386	2,25 ± 0,4						
$2p4p\,^3P$	$2s2p\,^3P°$	301,2				8,09			0,787
–	$2p3d\,^3D°$	2141*	0,7 ± 0,1			0,52			
.....	.....	limite de C IV ($^2S_0$)							
$2p4d\,^3D°$	$2p3p\,^3P$	1725				4,36			0,175
$2p4f\,^3F$	$2p3d\,^3D°$	1979							
$2p5p\,^3P$	$2p4d\,^3D°$	4711				0,24			1,374
$2p5d\,^3D$	$2p^2\,^3P$	366				24,63			0,371
$2p5f\,^3F$	$2p3d\,^3D°$	1366							
–	$2p4d\,^3D°$	4315*							
$2p5g\,^3G°$	$2p4f\,^3F$	4365	0,7 ± 0,14	4					

(a) Nussbaumer réf.14
(b) Trefftz réf.15
(c) autres Théoriciens
d Wiese et al réf.11
e Nicolaïdes et al réf.13
f Burke et al réf.24
g Sims et Whitten réf.25
h Laughlin et Dalgarno réf.23
i Weiss réf.12
j Linderberg réf.26

TABLEAU XVII Durées de vie dans C IV

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie A_{ki} ($10^8 s^{-1}$) (a)	théorie A_{ki} ($10^8 s^{-1}$) (b)	théorie A_{ki} ($10^8 s^{-1}$) (c)	τ(ns) (a)	τ(ns) (d)
$2p^2P°$	$2s^2S$	1548-50	3,9 ± 0,8		2,651	2,8292	2,65	3,8	
$3s^2S$	$2p^2P°$	419,5	0,22 ± 0,02	0,73	41,472	42,7154	42,7	0,24	0,23 - 0,23
$3p^2P°$	$2s^2S$	312,4	0,22 ± 0,02	0,82	44,912	45,4248	45,6	0,22	0,214 - 0,218
-	$3s^2S$	5801-12	0,29 ± 0,06		0,315	0,3289	0,318		
$3d^2D$	$2p^2P°$	384,2	0,064± 0,006	0,27 - 1,5		174,1445	177	0,058	
$4s^2S$	$2p^2P°$	296,9	0,34 ± 0,06		15,236	15,7948	17,5	0,38	0,36 - 0,36
-	$3p^2P°$	1230 *			10,653	10,7907			
$4p^2P°$	$2s^2S$	244,9	0,32 ± 0,03	1,1	21,906	22,4054	22,1		
-	$3s^2S$	948	0,37 ± 0,04	1,63	4,986	4,9825		0,37	0,34 - 0,35
-	$3d^2D$	1198			1,294	1,2981			
$4d^2D$	$2p^2P°$	289,2	0,14 ± 0,02	1,21	59,184	58,4402	58,1	0,13	0,136 - 0,130
-	$3p^2P°$	1108	0,16 ± 0,03	0,5 - 2,9	17,491	17,4546			
$4f^2F°$	$3d^2D$	1169 *	0,34 ± 0,06	2,15		35,3779		0,28	
$5s^2S$	$2p^2P°$	262,5			7,281	7,6019			
-	$3p^2P°$	798,5*			4,820	4,8895		0,64	
-	$4p^2P°$	2698	0,71 ± 0,14	1,85	3,484	3,5122	4,09		
$5p^2P°$	$2s^2S$	222,8	0,63 ± 0,12		11,661	12,0359	11,8		
-	$3s^2S$	685*			3,067	3,1024		0,50	
-	$4s^2S$	2104	0,70 ± 0,14	2,7	1,072	1,0797			
-	$4d^2D$	2595	0,60 ± 0,12	1,9	0,671	0,6877	0,746		

TABLEAU XVII (suite)

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie A_{ki}($10^8 s^{-1}$) (a)	(b)	(c)	τ(ns) (a)	(d)
$5d^2D$	$2p^2P°$	259,5	0,23 ± 0,02	2,95	27,595	27,1847	22,8		
–	$3p^2P°$	770	0,29 ± 0,04	3,48	8,867	8,8692		0,25	
–	$4p^2P°$	2405	0,27 ± 0,05	5,75	3,525	3,5266			
$5f^2F°$	$3d^2D$	799*	0,40 ± 0,08	1,67	11,669	11,6851		0,55	
–	$4d^2D$	2524	0,65 ± 0,13	3,25	6,602	6,6413	7,44		
$5g^2G$	$4f^2F°$	2530	0,9 ± 0,18	6,6	10,866			0,92	
$6s^2S$	$2p^2P°$	247,4*			4,061	4,2590			
–	$3p^2P°$	672*			2,624	2,6641		1,01	
–	$4p^2P°$	1654			1,791	1,8051			
–	$5p^2P°$	5018	1,0 ± 0,2	2,4	1,388	1,3878	1,40		
$6p^2P°$	$2s^2S$	212,4			6,875	7,012			
–	$3s^2S$	595,5			1,888	1,8802			
–	$5s^2S$	3937	0,85 ± 0,17	4,4	0,331	0,3230		0,92	
–	$3d^2D$	685,4*			0,290	0,2824			
–	$4d^2D$	1654*			0,333	0,3322			
–	$5d^2D$	4786	0,89 ± 0,2	5,5	0,335	0,3308	0,341		
$6d^2D$	$2p^2P°$	245,8			15,210	14,9144			
–	$3p^2P°$	661	0,36 ± 0,04	1,64	5,009	5,0140		0,4	
–	$5p^2P°$	4441	0,37 ± 0,07	1,21	1,037	1,0378	1,05		
–	$5f^2F°$	4666*			0,102	0,1032	0,103		
$6f^2F°$	$3d^2D$	682,5	0,65 ± 0,07	1,19	5,522				
–	$5d^2D$	4648*	< 1 ± 0,4		1,843		1,85	0,71	
–	$5g^2G$	4659*	0,7 ± 0,14	3 - 13	0,029				

$6g^2G$	$5f^2F^\circ$	4658,5*	3	$\pm$ 0,6	0,7	- 13	2,824			1,58
$6h^2H^\circ$	$5g^2G$	4659*	3	$\pm$ 0,6	0,7	- 13	4,199			2,38
$7s^2S$	$3p^2P^\circ$	615						1,6058		
-	$4p^2P^\circ$	1344*						1,0594		
-	$5p^2P^\circ$	2954	0,87	$\pm$ 0,18	3,0			0,7697		
$7p^2P^\circ$	$2s^2S$	206,6*					4,375	4,4330		
-	$3s^2S$	552					1,226	1,2097		0,14
-	$3d^2D$	628,7*					0,173	0,1679		
-	$5d^2D$	2935	1,1	$\pm$ 0,2	6,6		0,183	0,1788		
$7d^2D$	$3p^2P^\circ$	609*					3,099	3,0998		
-	$5p^2P^\circ$	2819	0,6	$\pm$ 0,12	2,3		0,705	0,6989		0,64
-	$5f^2F^\circ$	2908*					0,051	0,0495		
$7f^2F^\circ$	$3d^2D$	627,1*					3,109			
-	$5d^2D$	2902*					1,107			
-	$5g^2G$	2907*					0,012			
$7g^2G$	$5f^2F^\circ$	2906*	2,4	$\pm$ 0,5	10		1,519			2,4
$8p^2P^\circ$	$2s^2S$	203					2,930			
-	$5s^2S$	2122					0,180			
-	$6s^2S$	4219					0,102			2,02
-	$5d^2D$	2347					0,111			
-	$6d^2D$	4736					0,102		0,104	
$8d^2D$	$6p^2P^\circ$	4554								
-	$6f^2F^\circ$	4688*								
$8f^2F^\circ$	$3d^2D$	596*					1,943			2,18

TABLEAU XVII (suite)

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (a)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (b)	théorie τ(ns) (c)	théorie τ(ns) (a)	théorie τ(ns) (d)
$8g\,^2G$	$5f\,^2F°$	2335*	2,3 ± 0,5	11,6	0,801			3,7	
-	$6f\,^2F°$	4686*	2,8 ± 0,6	12,7	0,576				
$9p\,^2P°$	$6d\,^2D$	3710							
$9f\,^2F°$	$5d\,^2D$	2059*	2,2 ± 0,2	9,7					
9	6	3690*	1,45 ± 0,2						
10	6	3202*	10,3						

(a) Approximation de Coulomb

(b) Leibowitz réf.9

(c) Wiese et al. réf.11

(d) Laughlin et al. réf.10

TABLEAU XVIII Durées de vie dans C V

niv.sup.	niv.inf.	λ(Å)	expérience τ(ns)	expérience $\tau_{casc.}$(ns)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (a)	théorie $A_{ki}(10^8 s^{-1})$ (b)	théorie τ(ns)
$2p\,^3P°$	$2s\,^3S$	2271-77	15 ± 3		0,565	0,564	17,73
$2p\,^1P°$	$1s\,^1S$	40,3			8870	8881	0,00112
$3s\,^3S$	$2p\,^3P°$	260,2				200,5	0,050
$3p\,^3P°$	$2s\,^3S$	227,2	0,094± 0,02		136	136,3	0,0735
$3d\,^3D$	$2p\,^3P°$	248,7	0,025± 0,005	0,21	425		0,0235
$3d\,^1D$	$2p\,^1P°$	267,3	0,036± 0,008	0,135-1,57	396		0,025
$3p\,^1P°$	$1s\,^1S$	35,0			2550	2560	0,0037
–	$2s\,^1S$	247,3			128	127,8	
$4s\,^3S$	$3p\,^3P°$	758*				53,8	0,076
$4p\,^3P°$	$2s\,^3S$	173,3				61,9	
–	$3s\,^3S$	672*				16,8	
$4d\,^3D$	$2p\,^3P°$	186,7	0,076± 0,015				
–	$3p\,^3P°$	717,6					
$4d\,^1D$	$3p\,^1P°$	760*					
$4f\,^3F°$	$3d\,^3D$	748,5*	0,07 ± 0,014				
$4f\,^1F°$	$3d\,^1D$	749*					
$5d\,^3D$	$2p\,^3P°$	167,4					
–	$3p\,^3P°$	497					
$5f\,^3F°$	$3d\,^3D$	512					
$5g\,^3G$	$4f\,^3F°$	1620*					
$6g\,^3G$	$4f\,^3F°$	1049*					
$6h\,^3H°$	$5g\,^3G$	2981*					
$7i\,^3I$	$6h\,^3H°$	4944*	2,3 ± 0,4	10			
8	5	1495*					
–	6	2998*	1,9 ± 0,4	8			
9	6	2361*					
10	6	2050*					
–	7	3501*					

(a) Wiese et al. réf.11
(b) Schiff et al. réf.30

Les astérisques indiquent qu'il y a une superposition. Dans ce cas, si une mesure de durées de vie a été faite, les durées de vie des différents niveaux supérieurs excités ont été attribuées soit en fonction des résultats sur ces mêmes niveaux supérieurs par d'autres transitions, soit en fonction des intensités relatives probables des raies et des coefficients à l'origine des courbes de déclin.

Pour ne pas alourdir ces Tableaux nous n'avons pas rappelé les autres résultats expérimentaux (réf.6) donnés dans les articles en annexe qui ne concernent d'ailleurs que les transitions les plus intenses du spectre.

Les 2 colonnes de droite des tableaux sont consacrées à la comparaison avec la théorie, qui sera discutée à la fin de la partie suivante.

Le TABLEAU XIX donne les résultats sur les raies attribuées à C IV doublement excité ou non identifiées. Les valeur des durées de vie ainsi mesurées, bien que peu précises ($\Delta\tau >> 20\%$ les raies étant faibles et l'analyse ne permettant pas de décele dans cette région spectrale des durées de vie $\tau < 0{,}5$ ns, peuven se classer en deux groupes distincts :

- Les raies de la région 3200-3800 Å ont des durées de vie longues et présentent toutes une cascade "courte". Les valeurs de c constantes de déclin rappellent celles obtenues pour les raies 3202 Å (τ = 10,3 ns) et 3713 Å (τ = 7,7 ns + 4,1 ns) attribuées respectivement aux transitions de C IV 6-10 et $6d\,^2D - 9p\,^2P°$; ceci conduit à penser que si ces dernières identifications restent probables compte-tenu des remarques faites à ce sujet sur le spectre de C IV (CHAPITRE précédent), ces raies résultent de la superposition de C IV et d'autres raies encore non identifiée (C III ou C IV doublement excité). On peut supposer, en outre, que les raies 3726 Å et 3760 Å d'une part, 3713 Å et 3736 Å d'autre part dont les courbes de déclin sont très voisines sont issues d'un même niveau supérieur.

TABLEAU XIX - Durées de vie des raies non identifiées ou nouvellement attribuées à C IV

λ (Å)	τ (ns)	$\tau_{casc.}$ (ns)	Identification
2229	0,66 ± 0,2	3,85	C IV**
2245	0,80 ± 0,2	4,35	"
2447	0,70 ± 0,2	2,35 - 23,5	"
2467	0,95 ± 0,2	2,15	"
2562	1,2 ± 0,2	3,5	"
2575	1,1 ± 0,2	4,1	"
2585	0,9 ± 0,2	5	"
2641	0,95 ± 0,2	4,7 - 12,7	Superposée à C II
2660	< 1		"
3260	7,1 ± 1,4	3,3	
3390	9,6 ± 2	5,1	
3452	5,0 ± 1		
3726	3,9 ± 0,6	2,8 - 13,6	
3736	7,25 ± 1,4	4,2	
3760	3,7 ± 0,7	2,6 - 13,6	
4340	2,1 ± 0,4	20,3	

- Les raies de la région 2000-3000 Å ont des durées de vie courtes ($\tau < 1$ ns) et de valeurs voisines, ce qui tend à confirmer leur appartenance à un même système comme nous l'avons admis en les attribuant au système quadruplet de C IV.

On peut remarquer de plus, que la durée de vie de la raie située à 4340 Å (2,1 ns + 20,3 ns) prouve qu'il ne s'agit pas de H_γ issu de la cible, mais bien d'une raie nouvelle non identifiée.

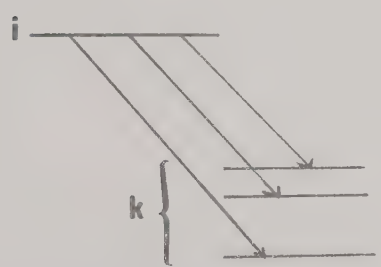
III - DETERMINATION DES PROBABILITES DE TRANSITION

A - DETERMINATION EXPERIMENTALE

1er cas - S'il n'y a qu'une seule transition issue d'un niveau i, la mesure de la durée de vie conduit directement à la valeur de la probabilité de transition :

$$A_{ik} = A_i = \tau_i^{-1} \quad (10)$$

2ème cas - Plusieurs transitions issues d'un même niveau supérieur i sont connues (c'est à dire, on a pu mesurer l'intensité relative de chacune d'elle). Si l'on connait la durée de vie du niveau i, on aura la valeur des probabilités de transition de chaque transition :



Des équations $I_{ik} = n_i h\nu_{ik} A_{iki}$

et $\sum_k A_{ik} = A_i$

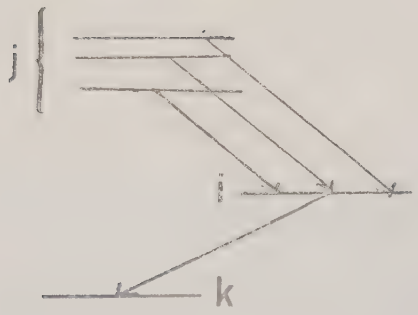
on tire

$$A_{ik} = A_i \frac{I_{ik} / \nu_{ik}}{\sum_k I_{ik}/\nu_{ik}} \quad (11)$$

L'inconvénient d'une telle méthode est la nécessité de connaitre toutes les intensités relatives des raies issues d'un même niveau ; ces raies se situent en général dans des domaines spectraux très différents (ainsi que le montre les diagrammes de Grotrian), ces domaines pouvant être inégalement et incomplètement prospectés.

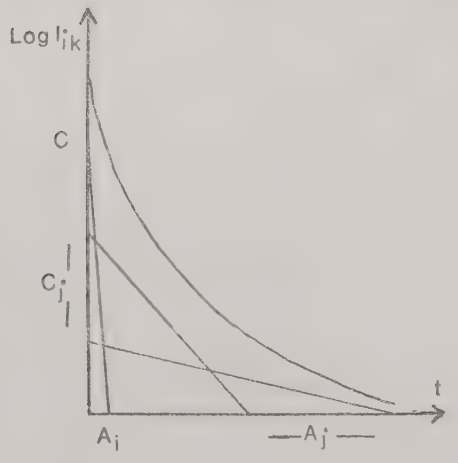
3ème cas - On connait : - La courbe de déclin de la transition et la durée de vie du niveau supérieur.

- Les durées de vie et les intensités relatives de toutes les cascades.



Reprenons la formule donnant l'intensité d'une transition i→k, repeuplée par des cascades simples j→i (formule dérivée de (6)),

$$I_{ik}(t)=e^{-A_i t}\left(I_{ik}(o)+A_{ik}\nu_{ik}\sum_j \frac{I_{ji}(o)}{(A_j-A_i)\nu_{ji}}\right)+\sum_j e^{-A_j t} A_{ik}\nu_{ik}\frac{I_{ji}(o)}{(A_i-A_j)\nu_{ji}}$$



La décomposition de la courbe de déclin en exponentielles nous permet de déterminer les coefficients C et C_j ainsi que les constantes de déclin A_i et A_j.
Nous en déduisons j équations permettant de calculer la probabilité A_{ik} :

$$A_{ik} = \frac{(A_i - A_j)\ \nu_{ji}\ C_j}{I_{ji}\ \nu_{ik}}$$

avec

$$C + \sum_j C_j = I_{ik}(o)$$

Soit encore

$$A_{ik} = \frac{\nu_{ji}}{\nu_{ik}}\ \frac{I_{ik}}{I_{ji}}\ (A_i - A_j)\frac{C_j}{C + \sum_j C_j} \qquad (12)$$

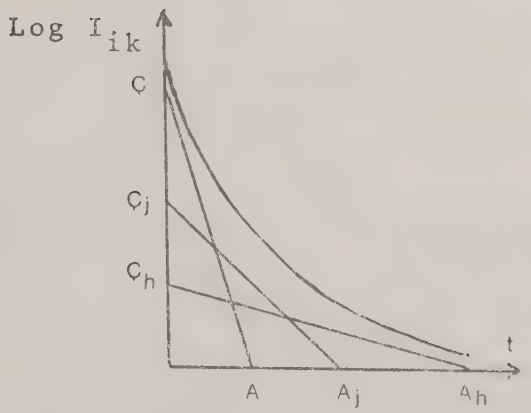
Dans le cas plus complexe où ces j cascades sont elles mêmes peuplées de h cascades, nous devons reprendre la formule la plus générale :

$$I_{ik}(t)=e^{-A_i t}\left(I_{ik}(o)+\sum_j \frac{A_{ik}}{A_j-A_i}\left(I_{ji}(o)\ \frac{\nu_{ik}}{\nu_{ji}}+\sum_h \frac{A_{ji}}{A_h-A_i}\ I_{hj}(o)\ \frac{\nu_{ik}}{\nu_{hj}}\right)\right.$$

$$+\sum_j e^{-A_j t}\ \frac{A_{ik}}{A_i-A_j}\left(I_{ji}(o)\ \frac{\nu_{ik}}{\nu_{ji}}+\sum_h \frac{A_{ji}}{A_h-A_j}\ I_{hj}(o)\ \frac{\nu_{ik}}{\nu_{hj}}\right)$$

$$\left.+\sum_j\sum_h e^{-A_h t}\ \frac{A_{ji}\ A_{ik}}{(A_i-A_j)(A_j-A_h)}\ I_{hj}(o)\ \frac{\nu_{ik}}{\nu_{hj}}\right)$$

Explicitons le cas où il n'existe qu'un seul niveau j et un seul niveau h. Nous aurons :



$$C_j = \frac{A_{ik}}{A_i - A_j}\left(I_{ji}\,\frac{\nu_{ik}}{\nu_{ji}} + \frac{A_{ji}}{A_h - A_j} I_{hj}\,\frac{\nu_{ik}}{\nu_{hj}}\right)$$

$$C_k = \frac{A_{ji}\,A_{ik}}{(A_i - A_h)(A_j - A_h)}\, I_{hj}\,\frac{\nu_{ik}}{\nu_{hj}}$$

$$C + C_j + C_h = I_{ik}(o)$$

$$\text{D'où}\quad A_{ik} = \frac{(A_i - A_j)C_j + (A_i - A_h)C_h}{I_{ji}}\,\frac{\nu_{ji}}{\nu_{ik}}$$

$$\text{Soit encore}\quad A_{ik} = \frac{(A_i - A_j)\,C_j + (A_i - A_h)C_h}{C + C_j + C_h}\,\frac{\nu_{ji}}{\nu_{ik}}\,\frac{I_{ik}(o)}{I_{ji}(o)} \qquad (13)$$

$$\text{et}\quad A_{ji} = \frac{(A_i - A_h)\,(A_j - A_h)C_h}{(A_i - A_j)C_j + (A_i - A_h)C_h}\,\frac{\nu_{hj}}{\nu_{ji}}\,\frac{I_{ji}(o)}{I_{hj}(o)}$$

Le problème, lorsque j cascades sont elles mêmes peuplées par h cascades est le même : il existera alors non plus 3 équations mais j + h + 1 équations permettant d'atteindre les valeurs de A_{ik} et A_{ji}.

Il existe toujours l'inconvénient d'avoir à connaitre les intensités relatives de raies se situant dans des domaines spectraux différents, mais il est possible, lorsque plusieurs cascades interviennent, d'avoir plusieurs mesures indépendantes et de choisir pour le calcul la cascade située dans le domaine spectral le plus favorable ou dont la contribution est, soit la mieux déterminée, soit elle même sans cascade.

En utilisant les exemples précédemment cités à propos de l'analyse des courbes de déclin, nous pouvons tester une telle méthode. En effet, dans le cas de la raie 977 Å de C III, le niveau 2s2p $^1P°$ ne peut se dépeupler que par cette transition

et $A_{ik} = A_i$. Dans le cas de la raie 384 Å de C IV le niveau $3d^2D$ peut se dépeupler par la transition $3p^2P° - 3d^2D$, mais d'après les calculs théoriques la probabilité de transition correspondante est négligeable par rapport à celle de la transition $2p^2P° - 3d^2D$, alors on peut assimiler A_{ik} à A_i.

Raie 384 Å

Nous avons donné précédemment la valeur des intensités relatives des trois cascades :

$$I(o)_{1169} = 600$$

$$I(o)_{799} = 500$$

$$I(o)_{682} = 100$$

La valeur de l'intensité de la raie 384 Å est estimée dans cette même échelle à 24000.

D'autre part, les coefficients à l'origine et les constantes de déclin correspondant à la décomposition de la courbe de déclin ont été donnés Fig.15 :

1169 Å $\quad C_j = 37,4 \quad C_h = 17,6 \quad A_j = \frac{10^9}{0,34}\ s^{-1} \quad A_h = \frac{10^9}{2,15}\ s^{-1}$

799 Å $\quad C_j = 34,5 \quad C_h = 8,5 \quad A_j = \frac{10^9}{0,40}\ s^{-1} \quad A_h = \frac{10^9}{1,6}\ s^{-1}$

682 Å $\quad C_j = 5,8 \quad C_h = 3 \quad A_j = \frac{10^9}{0,65}\ s^{-1} \quad A_h = \frac{10^9}{2,1}\ s^{-1}$

avec $\Sigma\ C = 870$

L'expression (13) peut se mettre sous la forme :

$$\left(\frac{C_j + C_h}{\Sigma\ C} - \frac{I_{ji}(o)}{I_{ik}(o)} \frac{\lambda_{ji}}{\lambda_{ik}}\right) A_i = \frac{C_j}{\Sigma\ C} A_j + \frac{C_h}{\Sigma\ C} A_h \qquad (14)$$

et ceci pour les trois cascades. Le calcul de A_i donne donc pour chacune d'elle :

$\lambda = 1169$ Å $\qquad A_i = A_{ik} = -\ 105{,}4\ 10^8\ s^{-1}$

$\lambda = 799$ Å $\qquad A_i = A_{ik} = 173{,}2\ 10^8\ s^{-1}$

$\lambda = 682$ Å $\qquad A_i = A_{ik} = 160{,}1\ 10^8\ s^{-1}$

Le premier résultat (sans signification physique) en désaccord avec les deux autres est à éliminer, d'autant que la raie 1169 Å est perturbée certainement par le deuxième ordre de la raie très intense de C III se situant à 585 Å ce qui provoque une erreur sur l'estimation de son intensité et aussi sur sa courbe de déclin (ce que la ressemblance des décompositions des raies 585 Å et 1169 Å laissait prévoir). Par contre les deux autres valeurs auxquelles correspondent les durées de vie 0,058 ns et 0,062 ns sont en bon accord avec la valeur trouvée directement.

Raie 977 Å

Ce cas semblait le plus défavorable, car sept cascades interviennent. Mais, alors que dans le cas précédent les courbes de déclin sont très semblables, l'ordre de grandeur des constantes de déclin étant le même, ce qui rend difficile l'estimation des coefficients $C_j + C_h$ pour chaque cascade, ici, les cascades les plus intenses ont des durées de vie très différentes et bien caractéristiques de chacune ce qui rend la décomposition moins ambigue. De plus la raie 2297 Å qui a une durée de vie longue, apporte une contribution facile à mettre en évidence et n'est pas perturbée elle même par une cascade.

L'intensité des raies 977 Å et 2297 Å ont été estimées à 11000 et 650, toujours dans la même échelle, tandis que les coefficients et constantes de déclin correspondant à la décomposition de la courbe de déclin sont donnés Fig.16 :

$$C_{2297\ Å} = 65 \text{ avec } \Sigma C = 425 \quad \text{et} \quad A_{2297\ Å} = \frac{10^9}{7{,}2}\ s^{-1}$$

De la formule (12) nous tirons la valeur de A_i :
$A_i = 15{,}22\ 10^8\ s^{-1}$ valeur à laquelle correspond $\tau_i = 0{,}66$ ns en excellent accord avec la valeur trouvée directement.

B - DETERMINATION THEORIQUE.COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Dans les tableaux où figurent nos résultats sur les mesures de durées de vie , nous avons donné dans les deux colonnes de droite , les probabilités de transition calculées théoriquement par divers auteurs et , lorsque c'était possible , les valeurs des durées de vie théoriques que l'on pouvait déduire par la relation $\tau_j = \frac{1}{\Sigma A_{ki}}$

Nous allons résumer ici le principe des différentes méthodes de calcul utilisées , puis comparer leurs résultats et nos mesures expérimentales.

Soient deux niveaux i et j caractèrisés par leurs énergies E_i et E_j ($E_i > E_j$) et par leurs poids statistiques $g_i = 2J_i + 1$ et $g_j = 2J_j + 1$ représentant le nombre de sous niveau dégénérés d'énergie E_i et E_j respectivement. ν est le nombre d'onde correspondant aux transitions $i \rightleftarrows j$: $\nu = \frac{E_i - E_j}{h}$.

Pour un rayonnement de densité spectrale $\rho(\nu)$ le bilan d'équilibre thermodynamique permet d'écrire les relations d'Einste liant les probabilités de transition de l'emission spontanée A_{ij}, de l'émission induite $B_{ij}\ \rho(\nu)$ et de l'absorption $B_{ji}\ \rho(\nu)$:

$$A_{ij} = \frac{8\Pi h\nu^3}{c^3} B_{ij}$$

$$g_i B_{ij} = g_j B_{ji}$$

La théorie classique du rayonnement permet d'écrire simplement que le coefficient A_{ij} s'exprime en fonction du Moment dipolaire électrique $D = e \sum_r \vec{r}_n$ ($\vec{r}_n$ représentant la position de l'électron n). Soit $A_{ij} = f(\sum_r \vec{r}_n)$.

La théorie quantique du rayonnement tient compte de façon plus rigoureuse des lois du rayonnement et permet d'exprimer le coefficient B_{ij} en fonction de l'opérateur gradient $\nabla = \frac{i}{\hbar} \sum_n \vec{p}_n$ ($\vec{p}_n = m\vec{v}_n$ représentant la quantité de mouvement de l'électron n) Soit $B_{ij} = f'(\sum_n \vec{v}_n)$.

Il en résulte deux représentations du coefficient A_{ij} en fonction de l'opérateur longueur du dipole ou vitesse du dipole qui s'identifient lorsque les fonctions d'onde Ψ_i et Ψ_j sont fonctions propres de l'hamiltonien du système , en vertu de la relation de commutation $[\, r\ ,\ H\,] = \frac{\hbar^2}{m}\nabla$ D'où :

$$A_{ij} = \frac{1}{4\Pi\varepsilon_0}\ \frac{32\ e^2\ \Pi^3\ \nu^3}{3\ \hbar\ c^3}\ \frac{1}{g_i}\ \Sigma_{M_i M_j} |\langle\Psi_i|\ r\ |\Psi_j\rangle|^2$$

les fonctions d'onde $|\Psi_i\rangle$ et $|\Psi_j\rangle$ étant décrites par les nombres quantiques $J_i M_i$ et $J_j M_j$ respectivement.

Pour connaitre A_{ij} il faut donc connaitre les fonctions d'onde des deux niveaux intervenant dans la transition.

Les différentes méthodes de calcul donnent des solutions approchées de l'équation $H\Psi = E\Psi$ avec :

$$H = \sum_{i=1}^{N} \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_i^2 - \frac{Ze^2}{r_i} \right) + \sum_{i>j=1}^{N} \frac{e^2}{r_{ij}} + \Sigma_i\ \zeta(r_i)\ \vec{s}_i .\ \vec{l}$$

en considérant dans le cas nous intéressant (pour les transitions permises d'ions légers) que le couplage L S est une bonne approximation du couplage réel.(Le dernier terme représentant les interactions spin-orbite est souvent considèré comme négligeable.) Les modèles les plus simples consistent à considèrer un modèle à particules indépendantes. Alors Ψ est une combinaison linéaire de déterminants de Slater construit sur des fonctions monoélectroniques $\Phi(n,l,\ m_l,\ m_s) = \frac{R_{nl}(r)}{r} .\ Y^l_{ml}(\theta,\phi)\ .\ \delta(\sigma,m_s)$

$$\Psi = \Sigma_p\ C_p\ A\ \prod_{i=1}^{N} \Phi_i(n_i,l_i,m_{l_i},m_{s_j})$$

Les parties radiales et angulaires se séparent et la probabilité de transition s'exprime comme le produit d'un facteur angulaire et d'une grandeur radiale $|\langle R_{n_i l_i}(r)|\ r|\ R_{n_j l_j}(r)\rangle|^2$. C'est le calcul de cette intégrale radiale qui fait l'objet des approximations décrites maintenant.

1^er cas. Méthodes ne tenant pas compte des interactions de configuration.

- Méthode de Hartree-Fock

Pour chaque niveau on applique le principe variationnel à la fonction d'onde $\Phi(n,l,m_l,m_s)$; les fonctions d'onde radiales sont solution d'un système d'équations intègrodifférentiel couplé résolues soit numériquement, soit analytiquement.

- Développement en 1/Z

Si les distances sont représentées par le produit Zr, l'hamiltonien du système va maintenant s'écrire (Layser 1959 réf.

$$H = \Sigma_{i=1}^{N} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \frac{e^2}{r_i} \right) + \frac{1}{Z} \Sigma_{ij} \frac{1}{r_{ij}} = H_0 + \frac{1}{Z} H_1$$

l'interaction Coulombienne est alors traitée comme une perturbation et $\Psi = \Psi_0 + \frac{1}{Z}\Psi_1 + \ldots$.

L'intégrale radiale de la transition a pour expression:

$$\langle R_{n1} | r | R_{n'1'} \rangle = \frac{I_0}{Z} + \frac{I_1}{Z^2} + \ldots$$

- Méthodes semi-empiriques

Dans l'approximation du champ central, les effets de coeur sur un électron sont représentés par un potentiel central U(r) alors:

$$H_0 = \Sigma_{i=1}^{N} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - U(r_i) \right)$$

et les fonctions propres de H_0 sont des fonctions $\Phi(n,l,m_l,m_s)$. La fonction radiale est alors solution de l'équation aux valeurs propres:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l\,(l+1)}{2r^2} - U(r) - \varepsilon_{nl} \right) R_{nl} = 0$$

avec ε_{nl} = valeur expérimentale de l'énergie de liaison de l'électron nl.

Pour une expression U(r) donnée, il est possible de trouver la solution de l'équation différentielle possédant un bon comportement à l'origine et à l'infini. La méthode la plus simple (méthode de Bates et Damgaard 1949 réf.8) consiste à choisir comme fonction U(r) un potentiel Coulombien correspondant au potenti

asymptotique créé par le coeur: $U(r) = \frac{Z - N + 1}{r}$ l'intégrale radiale s'exprime alors comme le produit de deux fonctions dépendant des nombres quantiques effectifs n_1^* et $n_{1'}^*$ reliés aux énergies expérimentales par $\varepsilon_{n1} = \frac{(Z - N + 1)^2}{2n_1^{*2}}$

- Application

Ces méthodes sont valables pour des transitions sans changement de coeur, pour des ions fortement chargés ou pour les niveaux très élevés d'ions moyennement chargés. Ainsi pour CIV et CV des calculs basés sur de telles méthodes donnent de bons résultats.

Leibowitz (1972) réf.9 a calculé les probabilités de transition dans CIV en utilisant un potentiel semi-empirique qui tient compte du changement dans la distribution de charge du coeur qui est dû à l'interaction du coeur et de l'électron de valence. Au potentiel Hartree-Fock du coeur il a donc ajouté des termes multipolaires fonction des polarisabilités dipolaire et quadrupolaire du coeur $1s^2$ de CIV. Les calculs ont été faits jusqu'aux niveaux de nombre quantique principal n = 7 pour les nombres quantiques orbitaux $0<1<3$.

Au lieu d'un développement en 1/Z Laughlin et al (réf.10 ont utilisé un développement en $1/(Z-\sigma)$ avec σ représentant un facteur d'écran. De façon semblable, les distances sont représentées par $(Z-\sigma)r$ et l'hamiltonien s'écrit:

$$H = \Sigma_{i=1}^{N} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \frac{e^2}{r_i} \right) + \frac{1}{Z-\sigma} \left(\Sigma_{ij} \frac{1}{r_{ij}} - \Sigma_i \frac{\sigma}{r_i} \right)$$

$$= H_0 + \frac{1}{Z-\sigma} H_1$$

la détermination de σ qui est arbitraire, se faisant en choisissant celle qui correspond le mieux aux résultats théoriques ou expérimentaux; c'est à dire , ici dans le cas des ions de la séquence de l'hélium ou du lithium , celle qui correspond au coefficient d'écran trouvé dans un développement en $\frac{1}{Z-\sigma}$ à l'intérieur d'un modèle de Hartree-Fock.

Si il existe une divergence entre les valeurs numériques Hartree-Fock et les valeurs obtenues avec cette approximation d'écran pour les Z faibles, pour les ions chargés comme CIV et CV, l'accord est bon et les valeurs données par ces deux premières méthodes théoriques sont très voisines.

Les durées de vie déduites sont en très bon accord avec nos valeurs expérimentales. Par ailleurs, nous avions (annexe a) fait le calcul des probabilités de transition pour CIV dans l'approximation de Coulomb, selon la méthode de Bates et Damgaard. Ces valeurs sont rappelées dans le TABLEAU XVII et l'on peut voir combien ces calculs sont satisfaisants pour cet état de charge et recoupent les données expérimentales et les autres résultats théoriques.

Pour les ions moins chargés CII et CIII et surtout pour les niveaux bas de tels calculs ne sont plus valables car les interactions entre les différentes configurations peuvent être importantes. Ainsi dans les TABLEAUX XV et XVI sont donnés pour mémoire quelques résultats tirés de la compilation de Wiese et al ((1966) réf.11) obtenus dans l'approximation de Coulomb. Ces résultats sont très éloignés des valeurs expérimentales et des calculs plus raffinés sont nécessaires.

2eme cas. Méthodes tenant compte des interactions de configuration

Plusieurs méthodes utilisent un modèle multi-configurationnel, tel que la fonction d'onde d'un niveau est une combinaison linéaire de fonctions mono-configurationnelles:

$$\Psi = \Sigma_\alpha c_\alpha \Psi_\alpha$$

- Dérivées de la méthode de Hartree-Fock.

La méthode de Hartree-Fock avec superposition de configuration (SOC), utilisée par Weiss (réf.12), consiste à calculer simultanément les c_α et Ψ_α par un procédé de convergence itératif basé sur le principe variationnel.

La méthode de Sinanoglu et al (réf.13)(non closed shell electron theory) utilise le principe variationnel pour déterminer

une correction de la fonction d'onde de Hartree-Fock, qui tient compte des corrélations internes.

De tels calculs sont lourds et se font niveaux par niveaux, aussi il n'existe que des résultats fragmentaires sur les transitions d'un spectre. Les résultats de Weiss (SOC) sur CII et CIII et ceux de Nicolaïdes (NCSET) sur CII sont en très bon accord avec nos expériences.

- Méthodes basées sur un potentiel paramètrique.

En gardant l'hypothèse du champ central, les interaction entre les particules qui ne sont pas représentées dans le potentiel central, sont traitées par la théorie des perturbations. L'hamiltonien du système s'écrit:

$$H = \{\Sigma_{i=1}^{N} (-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - U(r_i))\} + \{\Sigma_{i=1}^{N} (-\frac{Ze^2}{r_i} + U(r_i)) + \Sigma_{i>j} \frac{1}{r_{ij}}$$

$$= H_0 + H_1$$

La méthode de Eissner-Nussbaumer (1969) réf.14, consiste à calculer les fonctions radiales dans l'hypothèse d'un potentiel de Thomas-Fermi dépendant d'un facteur d'échelle déterminé en minimisant l'énergie totale des niveaux. Les interactions spin-orbite ne sont alors plus négligées.

Nussbaumer a ainsi calculé les probabilités de transitio de CIII de tous les niveaux dont l'énergie est infèrieure à celles des niveaux $3d'\,^3P°$ et $5p\,^3P°$ pour les triplets et $3s'\,^1S$ et $5p\,^1P°$ pour les singulets.

La méthode utilisée par Trefftz (1969) réf.15, dans le cas de CIII, est basée sur un potentiel semi empirique représentant l'effet du coeur $1s^2$ sur l'électron de valence et ajusté pour donner l'énergie de liaison correcte pour les termes $2s^2S$ et $2p^2P°$ de CIV. Ces calculs faits sur un grand nombre de transitions de CIII sont dans l'ensemble en bon accord avec ceux de Nussbaumer et les durées de vie déduites de ces deux études sont en très bon accord avec nos expériences.

Il faut cependant noter que quelques résultats divergent de plus de 10 % (divergence supèrieure à notre éstimation sur

les erreurs de durées de vie). Nous nous sommes appliqués alors à réétudier les transitions et l'analyse des courbes de déclin et avons retrouvé, en général, la même valeur aux erreurs expérimentales près: en particulier, notre mesure sur la raie de CIII située à 511,2 Å ($2p^2\,^1D - 2p3d\,^1F^\circ$) conduit à $\tau = 0,115$ns(Aucune superposition ne semblant à craindre sur cette raie, et une mauvaise estimation des cascades conduisant, en général, à une surestimation de la durée de vie). La valeur trouvée est très inférieure à celle déduite des calculs théoriques de Nussbaumer ($\tau = 0,23$ns), mais plus compatible avec les calculs de Trefftz ($\tau = 0,15$ns) qui indique avoir considèré une très forte interactio entre les niveaux 2p3d et 2s5f . L'examen des calculs de Nussbaumer montre que non seulement le niveau supérieur interagit fortement avec les niveaux voisins (les contributions des niveau étant 0,8022 pour le $2p3d\,^1F$, 0,5632 pour le $2s5f\,^1F$ et 0,1749 pour le $2s4f\,^1F$) mais que le niveau inférieur lui même est perturbé par le niveau $2s3d\,^1D$. D'autre part, dans l'étude de CIII Nussbaumer n'a pas inclu un nombre infini de configurations, aussi ces niveaux très élevés peuvent être assez mal décrits.

C - COMPARAISON LE LONG D'UNE SEQUENCE ISOELECTRONIQUE

La grandeur habituellement utilisée est la force d'oscillateur d'absorption $f_{ji} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{mh\nu}{\pi e^2} B_{ji}$, qui s'exprime compte-tenu des relations d'Einstein en fonction de la probabilité de transition A_{ij} selon la relation:

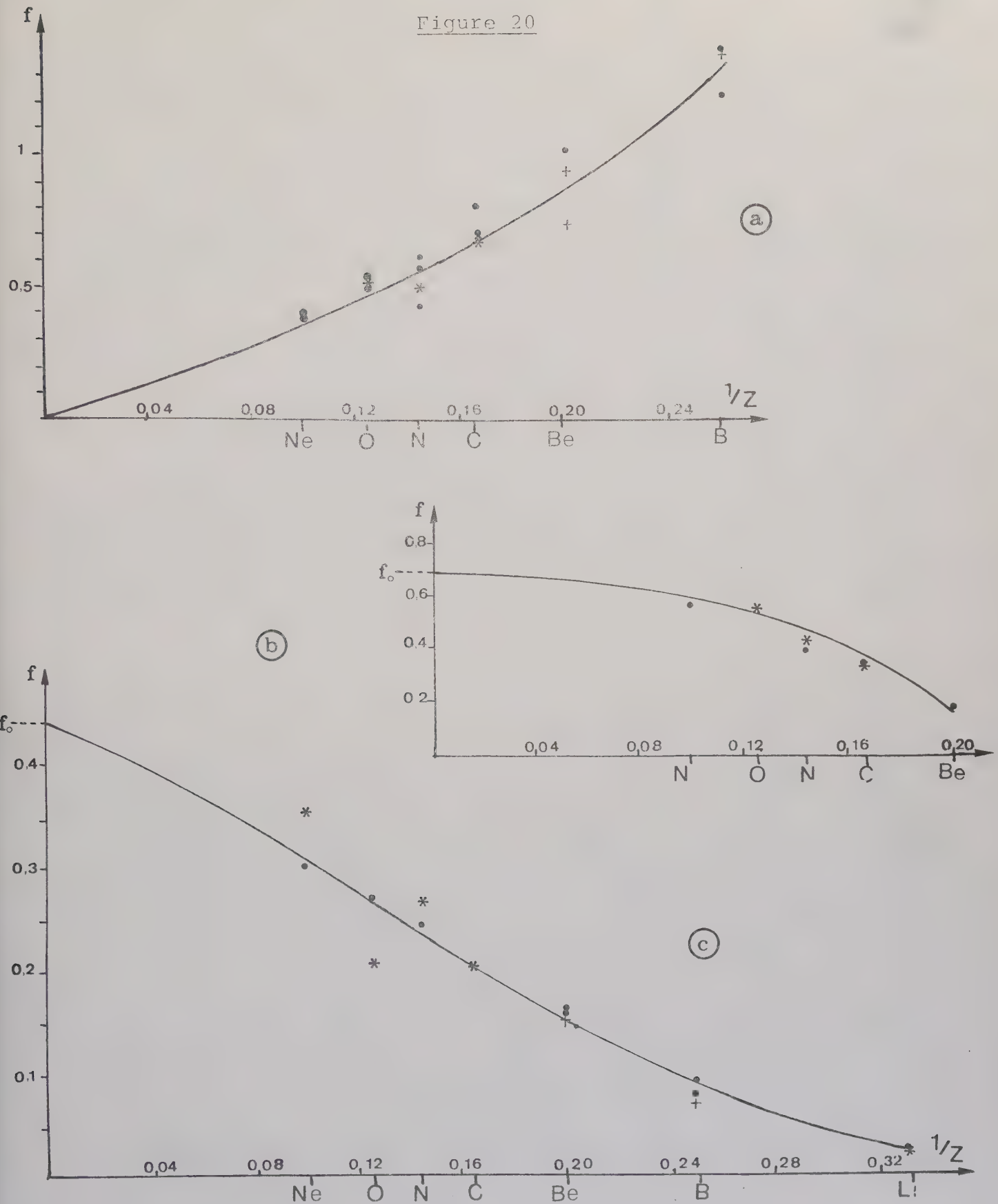
$$f_{ji} = \frac{m\varepsilon_0 c^3}{\pi e^2} \cdot \frac{g_i}{g_j} \cdot A_{ij} \cdot \frac{1}{\nu_{ij}^2}$$

soit numériquement en exprimant $\frac{1}{\nu} = \lambda$ en Angström, et A_{ij} en $10^8 s^{-1}$

$$f_{ij} = 1,4992\ 10^{-16}\ \frac{g_i}{g_j}\ \lambda^2\ A_{ij}$$

En se reportant à la méthode du développement en 1/Z, l'expression de la force d'oscillateur s'écrit $f = f_0 + f_1 Z^{-1} + \ldots$ f_0, qui est la valeur de la force d'oscillateur hydrogènique, est

Figure 20



variation des forces d'oscillateur le long des séquences isoélectroniques
a – de BI b – de BeI c – de LiI

TABLEAU XX Variation des forces d'oscillateur le long de séquences isoélectroniques

	Li		Be		B		C		N		O		Ne		fo
	exp.	th.	exp.	th.	exp.	th.	exp.	th.	exp.	th.	exp.	th.	exp.	th.	
Li I[a] $2s^2S-3p^2P°$	0,020	0,021[e] 0,026[e]	0,072[b]	0,084[e] 0,092[e]	0,149[c]	0,152[e] 0,157[e]	0,20	0,20[e] 0,20[f]	0,27	0,24[e]	0,20	0,27[e]	0,35	0,30[e]	0,435
Be I $2s^21S-2s2p^1P°$	1,38[b]	1,40[g] 1,24[h]	0,72[c]	1,10[k]	0,67	0,71[i] 0,77[g] 0,81[j]	0,49	0,57[i] 0,61[k] 0,42[j]	0,52	0,49[i] 0,52[g]		0,38[i] 0,41[k]			0,0
B I $2s^22p^1P°-2s^23d^1D$	0,165[c]	0,19[k]	0,32	0,35[k] 0,34[g]	0,43	0,44[k] 0,21[i] 0,39[j]	0,56	0,50[k]		0,57[k]		0,70[k]			

a La transition $3s^2S-3p^2P°$ est considèrée comme négligeable vis à vis de $2s^2S-3p^2P°$

b Hontzeas et al. réf.27

c Martinson et al. réf.28

d Andersen et al. réf.29

e Laughlin et al. réf.10

f Leibowitz réf.9

g Weiss et Wiese réf.16

h Nicolaïdes et al. réf.13

i Nussbaumer et al. réf.14

j Wiese et al. réf.11

k Smith et Wiese réf.22

nulle pour toutes les transitions où il n'y a pas changement du nombre quantique principal.

Le fait que Z apparaisse comme une variable indépendante a conduit Weiss (1963 réf.16) à suggérer que le long d'une séquence isoélectronique, la variation de f devait être régulière. La représentation la plus simple consiste à porter f en fonction de $1/Z$.

Nous donnons TABLEAU XX et Figure 20, trois exemples de courbes pour les séquences de LiI, BeI et de BI. Ces courbes ont été choisies car elles illustrent des variations caractèristiques utilisant des résultats homogènes sur le lithium (réf.17) le carbone (annexes b et c), l'azote (réf.18 et 19), l'oxygène et le néon (réf.20 et annexe d) obtenus avec le même dispositif expérimental. De nombreuses séquences tenant compte de nos résultats sur le carbone ont déja été tracées et publiées, soit par nous (réf.21), soit par d'autres auteurs, théoriciens pour la plupart (par exemple réf.10, 13, 14 et 22).

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

1. CURTIS, BERRY et BROMANDER, Physica Scripta 2, 216 (1970)
   CURTIS, BERRY et BROMANDER, Phys.Letters 34A, 169 (1971)
   CURTIS, Proceedings of the 2nd European Conference on Beam-foil spectroscopy, Lyon (Juillet 1971)
2. CHUPP, DOTCHIN et PEGG, Phys.Rev. 175, 44 (1968)
3. BICKEL, BUCHTA, Physica Scripta, 9, 148 (1974)
4. DUMONT, Thèse Liège (1973)
5. WIESE, Nucl.Inst.Meth. 90, 25 (1970)
6. BERKNER, COOPER, KAPLAN et PYLE, Phys.Letters 16, 35 (1965)
   LAURENCE et SAVAGE, Phys.Rev. 141, 67 (1966)
   CURNUTTE, BICKEL, GIRARDEAU et BASHKIN, Phys.Letters 27A, 680 (1968)
   HEROUX, Phys.Rev. 180, 1 (1969)
   BERGSTRÖM, BROMANDER, BUCHTA, LUNDIN et MARTINSON, Phys. Letters, 28A, 721 (1969)
   PINNINGTON et LIN, J.Opt.Soc.Am. 59, 780 (1969)
   BROMANDER, BUCHTA et LUNDIN, Phys.Letters 29 A, 523 (1969)
   POULIZAC, DRUETTA et CEYZERIAT, Phys.Letters, 30A, 87 (1969)
   MARTINSON et BICKEL, Phys.Letters, 31A, 25 (1970)
   PEGG, DOTCHIN et CHUPP, Phys.Letters 31A, 255 (1970)
   POULIZAC et DRUETTA, C.R.Acad.Sci.Paris 270, 788 (1970)
   PEGG, CHUPP et DOTCHIN, Nucl.Inst.Meth. 90, 71 (1970)
   MICKEY, Nucl.Ins.Meth. 90, 77 (1970)
   POULIZAC, DRUETTA et CEYZERIAT, J.Quant.Spect.Radiat.Transf. 11, 1087 (1971)
   BROMANDER, Physica Scripta 4, 61 (1971)
   POULIZAC et BUCHET, Physica Scripta 4, 191 (1971)
   BUCHET-POULIZAC et BUCHET, Physica Scripta 8, 40 (1973)

7. LAYSER, Ann.Phys. 8, 271 (1959)

8. BATES et DAMGAARD, Phil.Trans.Roy.Soc. A242, 101 (1949)

9. LEIBOWITZ, J.Quant.Spect.Radiat.Transf. 12, 299 (1972)

10. LAUGHLIN, J.Phys.B 6, 1242 (1973)
LAUGHLIN, LEWIS et HORAK, J.Phys.B 6, 1253 (1973)

11. WIESE, SMITH et GLENNON, Atomic Transition Probabilities Vol.1, NSRDS-NBS 4 US department of commerce (1966)

12. WEISS, Nucl.Inst.Meth. 90, 121 (1970)
WEISS, communication privée
WEISS, Phys.Rev. 188, 119 (1969)

13. SINANOGLU et ÖKSÜZ, Phys.Rev.Letters 21, 507 (1968)
WESTHAUS et SINANOGLU, Phys.Rev. 183, 56 (1969)
NICOLAÏDES et SINANOGLU, Phys.Letters 33A, 178 (1970)
NICOLAÏDES et SINANOGLU, Journal de Physique 31 c4 117 (1970)
NICOLAÏDES et SINANOGLU, Nucl.Inst.Meth. 90, 133 (1970)
SINANOGLU, Nucl.Inst.Meth. 110, 193 (1973)
NICOLAÏDES, Nucl.Inst.Meth. 110, 231 (1973)
NICOLAÏDES, BECK et SINANOGLU, J.Phys.B 6, 62 (1973)
NICOLAÏDES et BECK, J.Phys.B 6, 535 (1973)
NICOLAÏDES, Chem.Phys.Letters 21, 242 (1973)
NICOLAÏDES, Communication privée

14. EISSNER et NUSSBAUMER, J.Phys.B 2, 1028 (1969)
NUSSBAUMER, Mon.Not.R.Astr.Soc. 145, 141 (1969)
NUSSBAUMER, Ap.J. 166, 411 (1971)
NUSSBAUMER, Astron.Astrophys. 16, 77 (1972)
NUSSBAUMER, J.Phys. B 5, 1837 (1972)
NUSSBAUMER, Communication privée

15. FRIEDRICH et TREFFTZ, J.Quant.Spect.Radiat.Transf. 9,333 (1969)
FRIEDRICH et TREFFTZ, Communication privée

16. WEISS, Ap.J. 138, 1262 (1963)
WIESE et WEISS, Phys.Rev. 175, 50 (1968)
WIESE, Nucl.Inst.Meth. 90, 25 (1970)
SMITH, MARTIN et WIESE, Nucl.Inst.Meth. 110, 219 (1973)

17. BUCHET, DENIS, DESESQUELLES et DUFAY, C.R.Acad.Sci.Paris, 265, 471 (1967)

18. BUCHET, POULIZAC et CARRE, J.Opt.Soc.Am. 62, 623 (1972)

19. BUCHET et BUCHET-POULIZAC, J.Opt.Soc.Am. 64, 56 (1974)

20. BUCHET, DUFAY, POULIZAC, Phys.Letters 40A, 127 (1972)

21. CEYZERIAT, DENIS, DESESQUELLES, DRUETTA et POULIZAC, Nucl. Inst.Meth. 90, 103 (1970)

22. SMITH et WIESE, Ap.J. 193, 103 (1971)

23. LAUGHLIN et DALGARNO, Phys.Letters 35A, 61 (1971)

24. BURKE, HIBBERT et ROBB, J.Phys.B 5, 37 (1972)

25. SIMS et WHITTEN, Phys.Rev. A8, 2220 (1973)

26. LINDERBERG, Phys.Letters 29A, 467 (1969)

27. HONTZEAS, MARTINSON, ERMAN et BUCHTA, Physica Scripta 6, 55 (1972)

28. MARTINSON, BICKEL et ÖLME, J.Opt.Soc.Am. 60, 1213 (1970)

29. ANDERSEN, JESSEN et SØRENSEN, Phys.Rev. 188, 76 (1969)

30. SCHIFF, PEKERIS et ACCAD, Phys.Rev. A4, 883 (1971)

TROISIEME CHAPITRE

APPLICATION ASTROPHYSIQUE

I - GENERALITES SUR LES SPECTRES STELLAIRES

A - LES RAIES DU CARBONE DANS LES SPECTRES STELLAIRES

B - ATMOSPHERES STELLAIRES

II - APPLICATION A L'ASTROPHYSIQUE

A - ANALYSE DES SPECTRES

B - NECESSITE DE LA DETERMINATION DES PROBABILITES DE TRANSITION

BIBLIOGRAPHIE

I - GENERALITES SUR LES SPECTRES STELLAIRES

LES RAIES DU CARBONE DANS LES SPECTRES STELLAIRES

Les spectres des étoiles ont été classés empiriquement compte-tenu de leur ressemblance et de l'évolution de certaines raies caractéristiques particulièrement intenses. La classification de Harvard groupe les étoiles en un certain nombre de types eux-mêmes subdivisés en différentes classes :

$$W - O - B - A - F - G_{C} - K_{S} - M$$

La température des étoiles augmente lorsque l'on passe d'une étoile M à une étoile W, l'excitation augmente et le maximum d'énergie se déplace de l'infrarouge à l'ultraviolet. Le spectre des étoiles W est caractérisé par des raies en émission larges et brillantes avec entre autre des raies très intenses d'hélium ionisé. Dans le type O il y a encore les raies de He II mais en absorption principalement, il n'y a presque plus de raies d'émission. Ensuite on voit apparaitre le spectre de l'hélium neutre puis l'hélium disparait et apparait l'hydrogène. En même temps, les raies métalliques deviennent plus nombreuses et les spectres moléculaires apparaissent lorsqu'on arrive à la classe M. En allant du type M vers le type O, on voit apparaitre des ions de plus en plus excités en particulier, la raie caractéristique du carbone 2 fois ionisé 4267 Å est maxima dans le type B_3 et celle du carbone 3 fois ionisé 4649 Å est maxima dans le type O_8.

Dans les étoiles W (Wolf-Rayet) il existe 2 types d'étoiles caractérisés, soit par le spectre de He II et de N III, N IV, et N V, soit par le spectre de He II, O III, O IV, O V et surtout du carbone une, deux et trois fois chargé. Les étoiles Wolf-Rayet de la séquence du carbone sont alors classées en W_{C5}, W_{C6}, W_{C7}, W_{C8} et W_{C9} en fonction de la diminution de l'excitation caractérisée par le rapport $\frac{C\ IV}{C\ III}$ et de la largeur des raies.

ATMOSPHERES STELLAIRES

Outre les renseignements donnés par les spectres, d'autres études menées en parallèle apportent des informations complémentaires : évaluation des masses s'il s'agit d'étoiles doubles, évaluation du diamètre si l'on connait le diamètre apparent et la distance de l'étoile ou évaluation de la température effective T^* si l'on connait sont diamètre apparent et son éclat... L'essentiel des informations sur une étoile réside néanmoins dans son spectre. Il permet de connaitre les conditions physiques règnant dans l'atmosphère de l'étoile et les processus qui lui donnent naissance.

L'étoile est constituée par une masse gazeuse dont la région centrale, la plus dense et portée à la température la plus élevée, est le siège de réactions nucléaires, sources de l'énergie rayonnée. Autour de ce coeur sont disposées des couches où règnent des conditions physiques différentes et d'où provient le rayonnement observé, émis à des profondeurs diverses.

Une première approche des problèmes consiste à considérer que le transfert d'énergie d'un élément de volume à un autre se fait par rayonnement (équilibre radiatif) et que l'équilibre thermodynamique est localement réalisé dans chaque couche mince. Un certain nombre de lois classiques sont alors vérifiées.

a/ Excitation

La répartition des ions sur les différents niveaux d'énergie est donnée par la formule de Boltzmann

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{\frac{\Delta E}{KT}}$$

avec N_i et N_j = nombre d'atomes excités sur les niveaux i et j

avec g_i et g_j = le poids statistique des niveaux i et j

ΔE représentant leur différence d'énergie.
Sous sa forme la plus générale, la formule de Boltzmann s'écrit :

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{u_T} e^{-\frac{W_i}{kT}}$$

avec $N = \sum_i N_i$ et u_T (fonction de partition) $= \sum_i g_i \cdot e^{-\frac{W_i}{kT}}$

W_i représentant l'énergie interne de l'atome dans l'état i

b/ Ionisation

On considère qu'il y a équilibre chimique pour l'ionisation : $A \rightleftarrows A^+ + e$

L'équation de Saha donne le rapport entre le nombre d'atomes (r+1) fois ionisés et (r) fois ionisés.

$$\frac{N_{(r+1)}}{N_{(r)}} \quad Pe = 2 \frac{u_{(r+1)}}{u_{(r)}} \cdot \left(\frac{2\ me}{h^3}\right)^{3/2} \cdot (k\ T)^{5/2} \cdot e^{-\frac{E_r}{kT}}$$

avec Pe : pression exercée par les électrons libres
avec $u_{(r+1)}$ et $u_{(r)}$ = fonctions de partition des atomes (r+1) fois ionisés et (r) fois ionisés.

et avec E_r = énergie d'ionisation de l'atome (r) fois ionisé.
Par ailleurs, la loi des gaz parfaits permet d'écrire :

$$Pe = Ne\ k\ T \text{ avec } Ne = N_1^+ + \ldots + N_2^+ + \ldots$$

et Pg = pression gazeuse = (No + Ne) k T, avec le nombre de particules $N_o = N_1 + N_1^+ + \ldots + N_2 + N_2^+ + \ldots$

c/ Courbes de croissance

Soit une raie d'absorption se détachant sur un spectre continu et soit S sa surface, S mesure l'énergie absorbée. On caractérise S par la largeur équivalente W de la raie : largeur du rectangle de surface S dont la hauteur est celle du spectre

continu. Quand le nombre d'atomes absorbants N augmente, la raie se creuse d'abord sans s'élargir puis, quand sa hauteur devient celle du spectre continu, le corps de la raie sature et s'élargit. Ceci permet de tracer la variation de W avec N.

Les courbes de croissance sont en fait tracées expérimentalement, en mesurant la largeur équivalente des raies d'un même multiplet de même niveau inférieur, sachant que l'intensité d'une raie est liée au nombre d'atomes absorbants par la relation de proportionnalité I = K.N.f (f étant la force d'oscillateur de la raie). La courbe de croissance représente la variation de Log $\frac{W}{\lambda}$ en fonction de Log (N.f).

Ainsi, pour deux multiplets de niveaux inférieurs i et i', les deux courbes de croissance se déduisent par translation et connaissant les forces d'oscillateur f_i et $f_{i'}$, cette translation détermine $\frac{N_i}{N_{i'}}$.

De même, si les courbes de croissance d'un atome neutre et d'un atome ionisé donnent des températures d'excitation semblables, de la translation faisant correspondre les deux courbes, il est possible de déduire $\frac{N^+}{N}$.

Les abondances relatives de deux éléments a et b sont déterminées de façon analogue, en superposant les courbes de croissance relatives aux deux éléments ; cela conduit à $\frac{N_a}{N_b}$.

Donc par application des lois de Boltzmann et Saha, si l'on connait la répartition des différents atomes excités, sur les niveaux d'énergie, on peut en déduire la température d'excitation : si on connait le rapport $\frac{N^+}{N}$ des différents ions en prenant comme température d'ionisation la température d'excitation trouvée, on peut en déduire Pe (pression électronique) et si l'on connait l'abondance des éléments, la pression gazeuse Pg.

Tout ceci n'est qu'approximatif, car intervient l'absorption par les couches externes de l'atmosphère stellaire, absorption qui s'exprime en fonction du paramètre profondeur optique. Divers modèles d'atmosphère donnent des relations liant la température T de l'étoile, et la température

effective T^* (température d'un corps noir émettant le même flux par cm^2).

D'autre part, les écarts à l'équilibre thermodynamique local conduisent à des équations plus complexes tenant compte en plus des processus radiatifs, des collisions. Ces équations, dérivées des formules précédentes, sont toujours fonction des paramètres principaux T^*, Ne, N_i et Te (température cinétique des électrons).

Ces généralités sur les étoiles montrent donc que les astrophysiciens ont besoin d'une bonne analyse des spectres (en particulier des spectres d'ions fortement chargés) et aussi de la connaissance des forces d'oscillateur (ou des probabilités de transition).

Nous allons envisager, dans ce qui suit ce que nos données sur le carbone peuvent apporter dans l'étude des spectres stellaires. Le carbone étant particulièrement important dans les étoiles Wolf-Rayet de la séquence du carbone, nous prendrons par la suite toujours en référence ces étoiles. Elles sont caractérisées par des raies d'émission larges, représentant un large domaine d'excitation et d'ionisation. Le coeur de l'étoile (Thomas 1968, réf.1), formé d'hélium (ou de carbone) avec une fine enveloppe riche en hydrogène, serait soumis à des pulsations de faible amplitude. Cette instabilité produirait des ondes de chocs et de là, une atmosphère en expansion et le spectre d'émission. Le spectre caractéristique de ces étoiles serait le résultat de l'excitation collisionnelle par protons, électrons ou particules α dans un plasma de densité de particules de 10^{11} à 10^{14}/ cm^3. La température des électrons étant de l'ordre de 3 à 5.10^4°K et la vitesse moyenne des ions de l'ordre de 1000 km/s, un gaz de faible densité s'écoulant à l'extérieur avec une vitesse de 500 à 2800 km/s. Dans cette couche en expansion, le niveau d'excitation serait de 30 à 40 volts et d'autres raies y seraient émises. L'élargissement des raies serait expliqué par un effet Doppler important et par la diffusion des électrons.

II - APPLICATION A L'ASTROPHYSIQUE

L'excitation par "Beam-foil", si elle ne permet pas une analyse très fine des spectres à cause de l'élargissement Doppler, permet par contre d'exciter des niveaux très élevés de tous les états de charge du carbone: en particulier, dans C II et C III sont observées des transitions issues de niveaux situés au dessus de premier potentiel d'ionisation de l'ion suivant. Dans C IV nous avons mis en évidence des transitions issues de niveaux de nombre quantique principal n = 13, et aussi des transitions entre niveaux doublement excités de C IV situés au dessus du premier potentiel d'ionisation de C V. D'autre part, l'excitation par "Beam-foil" permet de mesurer de façon simple les durées de vie de nombreux niveaux et nous avons vu que de ces mesures de durées de vie, on pouvait déduire dans certains cas les probabilités de transition.

A - ANALYSE DES SPECTRES

Il nous a semblé intéressant de comparer les spectres que nous avons obtenus et ceux observés dans les étoiles chaudes (Wolf-Rayet de la séquence du carbone ou O). Notre domaine d'étude s'est limité dans le rouge à 6000 Å, l'ultraviolet ayant été par contre soigneusement exploré. Les astrophysiciens, au contraire, ont une bonne connaissance des spectres stellaires dans le rouge et même l'infrarouge et ne font qu'aborder le domaine ultraviolet avec les premiers résultats obtenus grace aux fusées et aux sattélites. Notre comparaison portera donc principalement sur la région spectrale 3000 - 6000 Å.

Les TABLEAUX XXI et XXIII donnent la liste des transitions des ions carbone, une deux et trois fois chargés, observées en émission dans les étoiles répertoriées dans le "Catalog of emission lines in astrophysical object" (1969, réf.2). Ces

données astrophysiques ont été complétées dans l'ultraviolet par les travaux récents sur les étoiles B,O et W de Morton et al. (1969 et 1972) et A.M.Smith (1972) réf. 3 et 4. Les intensités des raies observées au laboratoire ou dans les étoiles ont été notées Tf (très faible), f (faible) m (moyenne) I (intense), TI (très intense) ou X (lorsqu'il n'y avait pas de renseignements suffisants sur leur intensité).

De nombreuses transitions non identifiées dans la référence 2 ont pu l'être à partir des niveaux d'énergie de Moore (1970, réf.5) ou d'après les calculs de Edlen (1956, réf.6). Elles sont marquées d'un astérisque. Nous suggérons trois autres identifications pour des raies de C II et C III.

Les diagrammes tracés Fig.21, 21 bis, 22, 22 bis et 23 représentent les schémas des transitions observées au laboratoire (en traits pleins) et dans les étoiles W_C, O ou B, réf.2, 3 et 4 (en pointillés). Avant de discuter et détailler les ressemblances ou différences de ces schémas, notons bien qu'on ne peut s'attendre à une relation directe entre les intensités relatives des raies en astrophysique et au laboratoire car les processus d'excitation et de désexcitation sont différents mais les dissemblances peuvent justement donner des indications sur ces processus

- En "Beam-foil", l'excitation se fait par collision, le temps de choc étant très court (10^{-14}s). Il n'y a pas d'équilibre intermédiaire entre l'instant précédent le choc et celui le suivant. La désexcitation est purement radiative et se fait par transition dipolaire électrique (transitions permises).

- Dans les étoiles, il y a équilibre entre les différents états de l'atome et plusieurs processus peuvent avoir lieu : a/ excitation et désexcitation par collisions (dans la plupart des cas, collisions avec des électrons libres).

b/ excitation et désexcitation par absorption et émis-

sion du rayonnement. Dans la plupart des cas, absorption du rayonnement d'un continu mais parfois absorption d'une raie d'un autre atome (effet Bowen). Quant à l'émission, elle peut se faire par transitions interdites (dipolaire magnétique ou quadrupolaire électrique) aussi bien que par transitions permises : on observe ainsi dans les nébuleuses planétaires, des transitions interdites de O III aussi intenses que les transitions permises.

Par ailleurs, l'épaisseur optique peut être dans certains cas d'une importance prépondérante dans les étoiles alors qu'elle est négligeable en "Beam-foil".

a/ Spectre de C II

La raie 2326 Å, raie interdite correspondant à la raie d'intercombinaison $2p^2P^\circ - 2p^2\ ^4P$ n'est pas observée au laboratoire alors qu'elle apparait intense dans les quasars.

Deux autres raies observées dans les étoiles n'apparaissent pas sur nos spectres : la raie 4292 Å ($3d'^2D^\circ$-$4f'^2D$) issue d'un niveau autoionisant vis à vis des intéractions Coulombiennes et la raie 4744 Å ($2p'^2P - 3p^2P^\circ$) correspondant au saut de deux électrons. Les raies 4640 - 4650 Å, 4862 - 4867 Å, 4097 Å, 5364 Å, ne peuvent pas être mises en évidence sur nos spectres à cause de leur superposition avec des raies de C III ou H_β.

Par contre, un certain nombre de transitions que nous avons observées au laboratoire ne semblent pas être émises dans les étoiles, en particulier les W_C. Si les raies 3123 Å, 4010 Å, 4307 Å sont assez faibles (la raie 3123 Å pouvant d'ailleurs être masquée par une raie intense de O II), les raies 3876 Å, 5032 Å, 5258 Å et 5536 Å sont intenses. On peut alors faire les remarques suivantes : - Les transitions situées à 5258 Å et 3876 Å sont issues des niveaux quadruplets $4p'^4D$ et $4f'^4G$, non directement peuplables à partir du fondamental. Par contre, la raie 4619 Å homologue de la raie 3876 Å dans le sys-

TABLEAU XXI CII observé en émission dans les étoile

λ(Å)	transition	Intensité labo.	W_C	remarques
904	$2p^2P^\circ-2p^{22}P$	TI		Apparait dans le soleil (réf.21)
1010	$2p^{24}P-2p^{34}S^\circ$	TI		Apparait dans le soleil et dans l'étoi O_{5f} ζ Puppis.
1036	$2p^2P^\circ-2p^{22}S$	TI		Apparait dans l'étoile O_{5f} ζ Puppis.
1324	$2p^{22}D-2p^{32}D^\circ$	I		" " O_9 δ Scorpionis
1334	$2p^2P^\circ-2p^{22}D$	I		Apparait dans le soleil et dans l'étoi O_{5f} ζ Puppis.
1760	$2p^{22}D-3p^2P^\circ$	Tf		Apparait dans l'étoile O_9 δ Scorpionis
2326	$2p^2P^\circ-2p^{24}P$	0	X	Apparait aussi dans les quasars.
⋮				
3167	$2p^{32}D^\circ-3p'^2P$	m	X	
3361	$3d^2D-5p^2P^\circ$	I	X	
3581	$3p'^4D-4s'^4P^\circ$	I	X	Seule la composante 3581 apparait dans les étoiles, alors que les composantes 3585 et 3589 sont plus intenses (Glad).
3832	$4p^2P^\circ-3p'^4D$	m	X	
3876	$3d'^4F^\circ-4f'^4G$	TI	0	Apparait dans les étoiles symbiotiques et les novae.
3920	$3p^2P^\circ-4s^2S$	I	X	
3950	$3d'^4F^\circ-4f'^4F$	I	X	
3980	$3d'^4D^\circ-4f'^4D$	f	X	
4010	$3p'^4S-4s'^4P^\circ$	Tf	0	Apparait dans les nébuleuses gazeuses.
4076	$3d'^4D^\circ-4f'^4F$	TI	X	
4097		0	0	Apparait dans les nébuleuses gazeuses; superposée à H_δ sur nos spectres.
4267	$3d^2D-4f^2F^\circ$	TI	I	
4292	$3d'^2D^\circ-4f'^2F$	0	X	Superposée à OII dans les étoiles.

TABLEAU XXI (suite)

4317	$3p'^4P-4s'^4P^\circ$	f	X	Superposée à CIII.
4372	$3d'^4P^\circ-4f'^4D$	m	X	
4411	$3d'^2D^\circ-4f'^2F$	I	X	
4625	$3d'^2F^\circ-4f'^2G$	I	X	
4638	$4p^2P^\circ -6d^2D^*$	O	X	
4650		O	X	Superposée à CIII.
4730	$3d'^2F^\circ-4f'^2F$	f	X	
4740	$2p^22P -3p^2P^\circ$	Tf	X	
4865	$4s^2S -3s'^2P^\circ$	O	O	Apparait dans les étoiles symbiotiques, masquée par Hβ et CIII, dans nos spectres.
5047	$3d'^4D^\circ-4p'^4P$	Tf	X	
5122	$4p^2P^\circ -3p'^2P$	Tf	X	
5145	$3s'^4P^\circ-3p'^4P$	TI	X	
5337	$4p^2P -6s^2S$	Tf	X	
5364	$4s'^4P^\circ-5p'^4D^*$	O	X	Superposée à C III
5648	$3s'^4P^\circ-3p'^4S$	m	X	Seule la composante 5648 Å a été observée dans les étoiles, or les composantes 5640 & 5662 Å sont aussi intenses (d'après Glad).
5890	$3d^2D -4p^2P^\circ$	m	X	
6095	$4d'^4D^\circ-6f'^4F$		X	Observée par Swings (1942, réf.7)
6151	$4d^2D -6f^2F^{\circ *}$		X	
6236			X	
6260	$4p^2P^\circ -5d^2D^*$		O	Apparait dans les étoiles Ke-Me-N.
6461	$4f^2F^\circ -6g^2G^*$		X	
6580	$3s^2S -3p^2P^\circ$	m	I	
6738	$3p'^4D -3d'^4D^\circ$		X	Seule la composante 6738 Å a été observée dans les étoiles, or la composante 6750 Å est plus intense (Glad).
6787	$3s'^4P^\circ-3p'^4D$	m	I	
6959	$4p'^4P -5d'^4D^{\circ *}$		X	
7117	$3p'^4D -3d'^4F^\circ$	m	I	

* *L'astérisque indique une nouvelle identification*

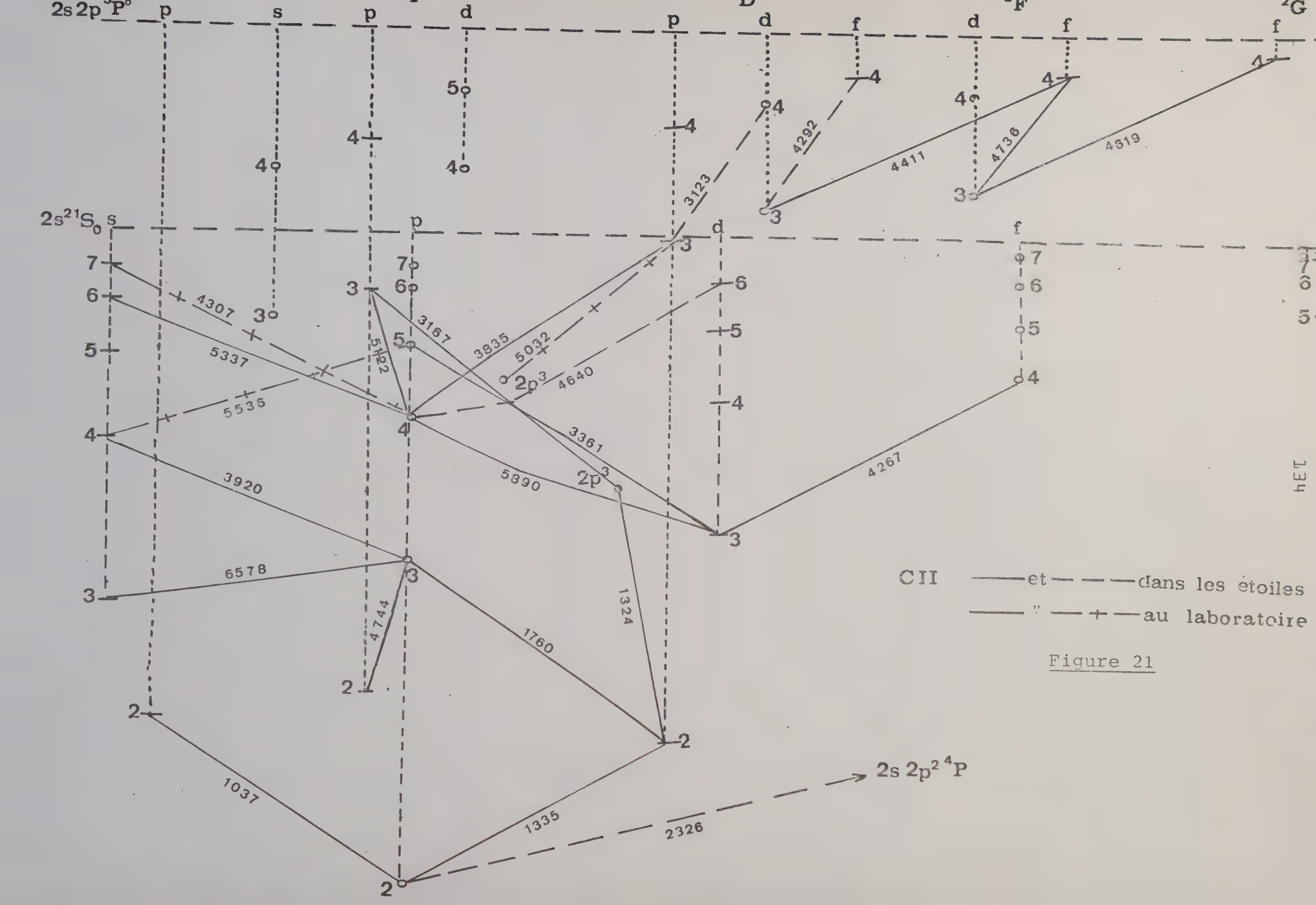

2s 2p 3P°
2s2 1S0
2p 3
2p 1
2s 2p2 4P
CII ——— et - - - dans les étoiles
——— " —+— au laboratoire

Figure 21

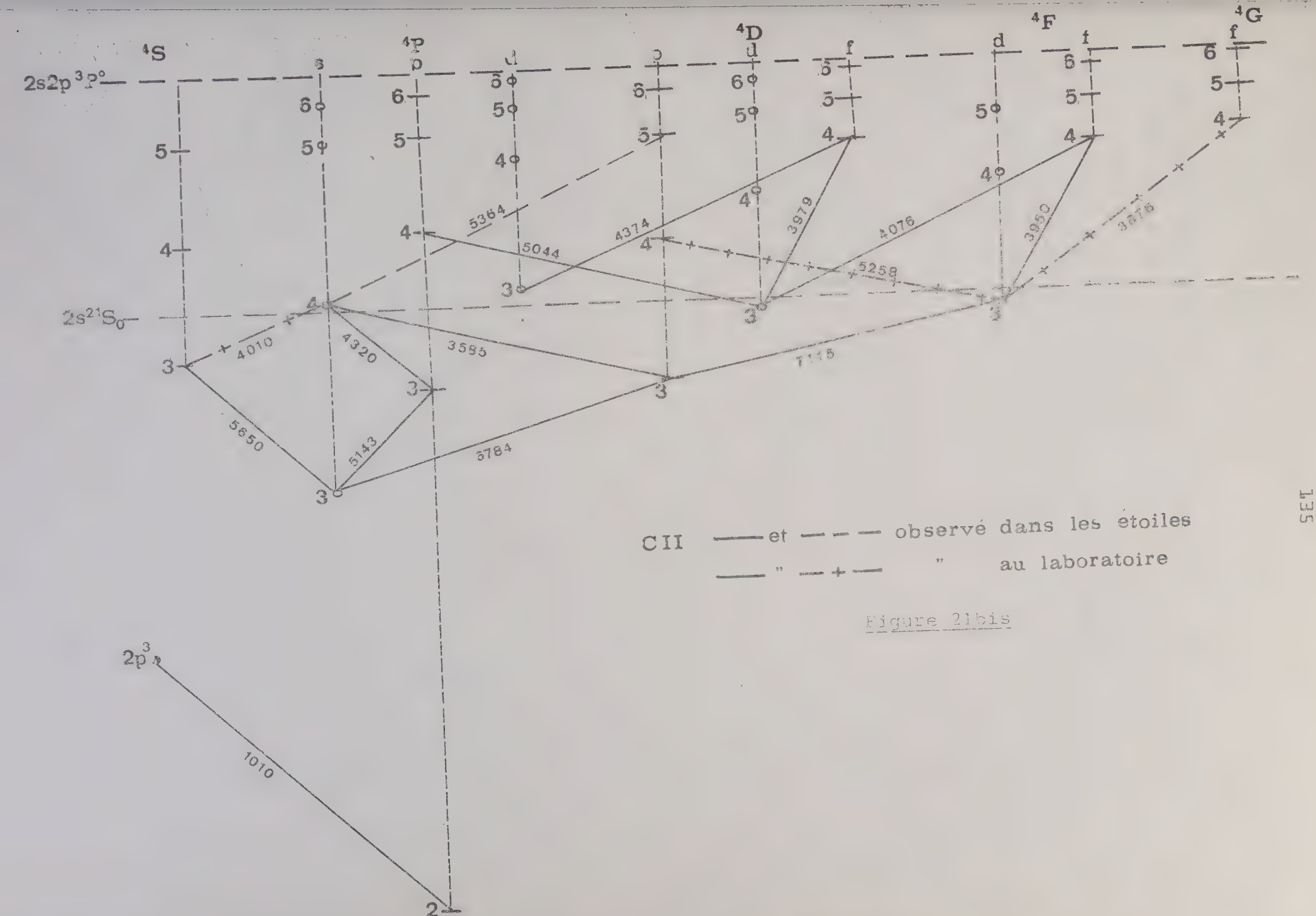


Figure 21bis

tème doublet et qui apparait dans les étoiles peut non seulement être produite par absorption à partir du fondamental mais aussi à partir du continuum, le niveau $4f'\,^2G$ étant situé au dessus du premier potentiel d'ionisation de C III, autoionisant vis à vis des intéractions Coulombiennes.

- Les deux autres raies 5536 Å et 5032 Å correspondent aux transitions $4s\,^2S - 5p\,^2P°$ et $2p^3\,^2P - 3p'\,^2D$, de mêmes niveaux supérieurs que les transitions situées à 3835 Å et 3361 Å et observées dans les étoiles. Pour expliquer pourquoi ces deux dernières raies apparaissent et non les deux autres, il faudrait connaître les probabilités de transition (d'après nos intensités on peut penser qu'elles sont d'un même ordre de grandeur), et aussi les populations des niveaux. Nous reviendrons sur une telle discussion dans le paragraphe B.

b/ Spectre de C III

C'est un spectre extrèmement développé dans les étoiles W_C et très bien excité au laboratoire dans nos conditions expérimentales. Il existe aussi quelques différences entre les spectres.

La raie 1909 Å, observée dans les quasars et les étoiles W_C, est absente de nos spectres. Comme la raie interdite de C II 2326 Å, elle correspond à une transition d'intercombinaison ($2s^2\,^1S - 2p^3P°$).

Si les raies 5872 Å ($3p'\,^3D - 3d'\,^3P°$), 1531 Å ($3p\,^1P° - 4d\,^1D$) et 1296 Å ($3d\,^3D - 5f\,^3F°$) sont situées dans des régions spectrales qui nous sont défavorables et sont peut être trop faibles pour que nous puissions les observer avec certitude. On peut affirmer que les raies 4247 Å ($3p'\,^1P - 5p\,^1P°$), 5348 - 5365 Å et 5772 Å que l'on peut attribuer respectivement aux transitions $4d\,^3D - 3d'\,^3P°$ et $3d'\,^1F - 6g\,^1G$ ne sont pas observées sur nos enregistrements. Elles impliquent toutes les trois des sauts de deux électrons.

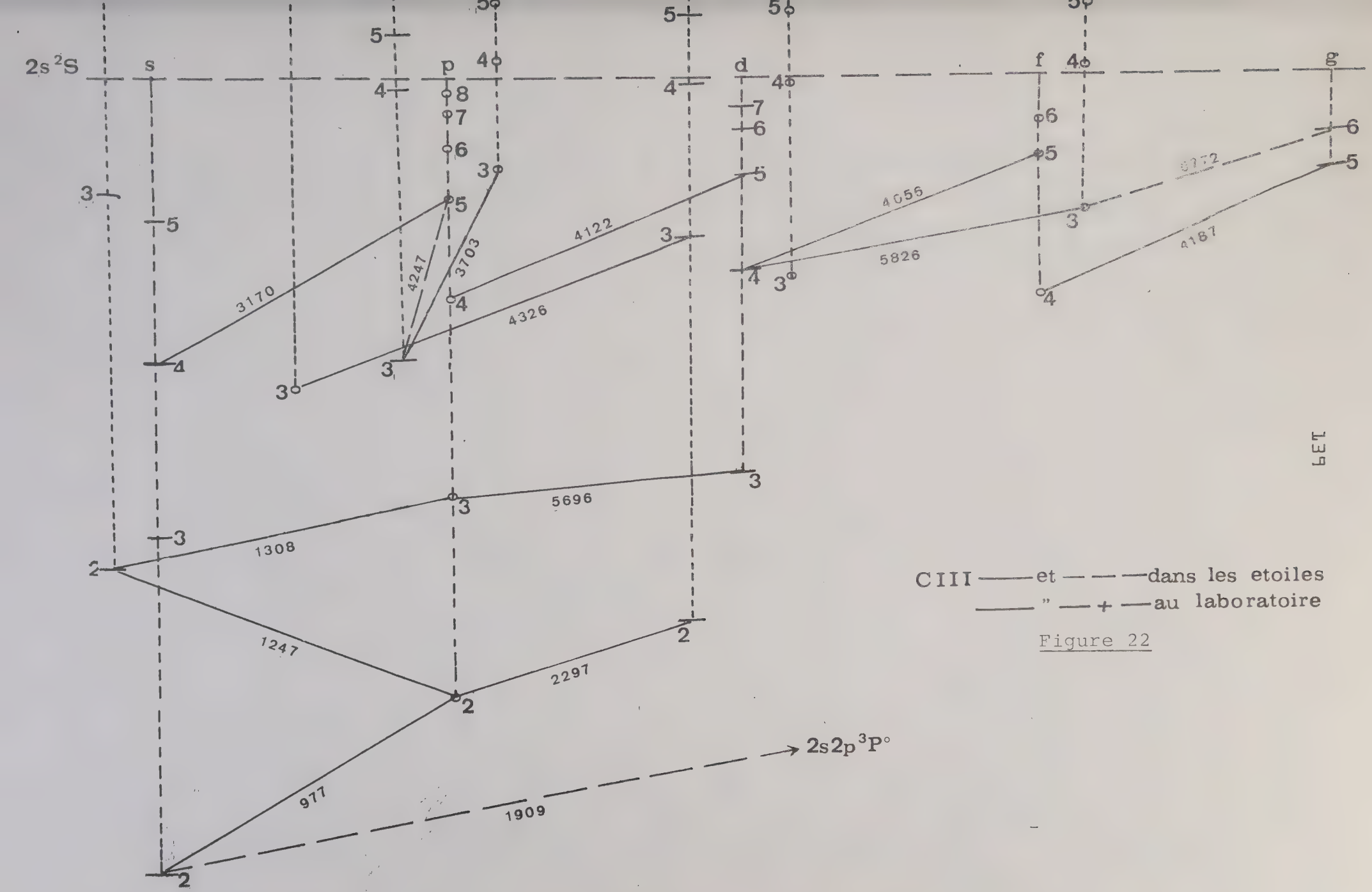
TABLEAU XXII CIII observé en émission dans les étoile

λ(Å)	[illegible]	Intensité labo.	W_C	remarques
460	$2p^3P^\circ - 3d^3D$	f		Apparait dans le soleil (réf.21)
977	$2s^{21}S - 2s2p^1P^\circ$	Tf		" " et dans l'étoile O_{5f} ζPuppis.
1165	$3p^3P^\circ - 5d^3D$	0		Apparait dans l'étoile O_9 δScorpionis.
1177	$2p^3P^\circ - 2p^{21}P$	TI		Apparait dans le soleil (réf.21)
1247	$2p^1P^\circ - 2p^{21}S$	m		
1256	$2s^3S - 4[illegible]^3P^\circ$	Tf		
1296	$3d^3D - 5f^3F$	0		
1308	$2p^{21}S - 2s3p^1P^\circ$	Tf		
1909	$2s^{21}S - 2p^3P^\circ$	0	1	Apparait aussi dans les quasars.
2296	$2p^1P^\circ - 2p'^1D$	TI	I	
3170	$4s^1S - 5p^1P^\circ$	m	X	
3260	$4s^3S - 3d'^3P^\circ$	m	X	
3609	$4p^3P^\circ - 5d^3D$	I	m	Superposée à C IV
3703	$3p'^1P - 3d'^1P^\circ$	m	I	
3715		O	O	Apparait dans les nébuleuses planétaires.
3887	$4d^3D - 5f^3F^\circ$	I	I	
4001	$4d'^3F^\circ - 5f'^3G$*	O	X	
4056	$4d^1D - 5f^1F^\circ$	I	I	
4069	$4f^3F^\circ - 5g^3G$	TI	I	
4123	$4p^1P^\circ - 5d^1D$	I	m	
4158	$3p'^3D - 5f^3F^\circ$	I	X	
4187	$4f^1F^\circ - 5g^1G$	I	m	
4247	$3p'^1P - 5p^1P^\circ$	O	X	

* *L'astérisque indique une nouvelle identification*

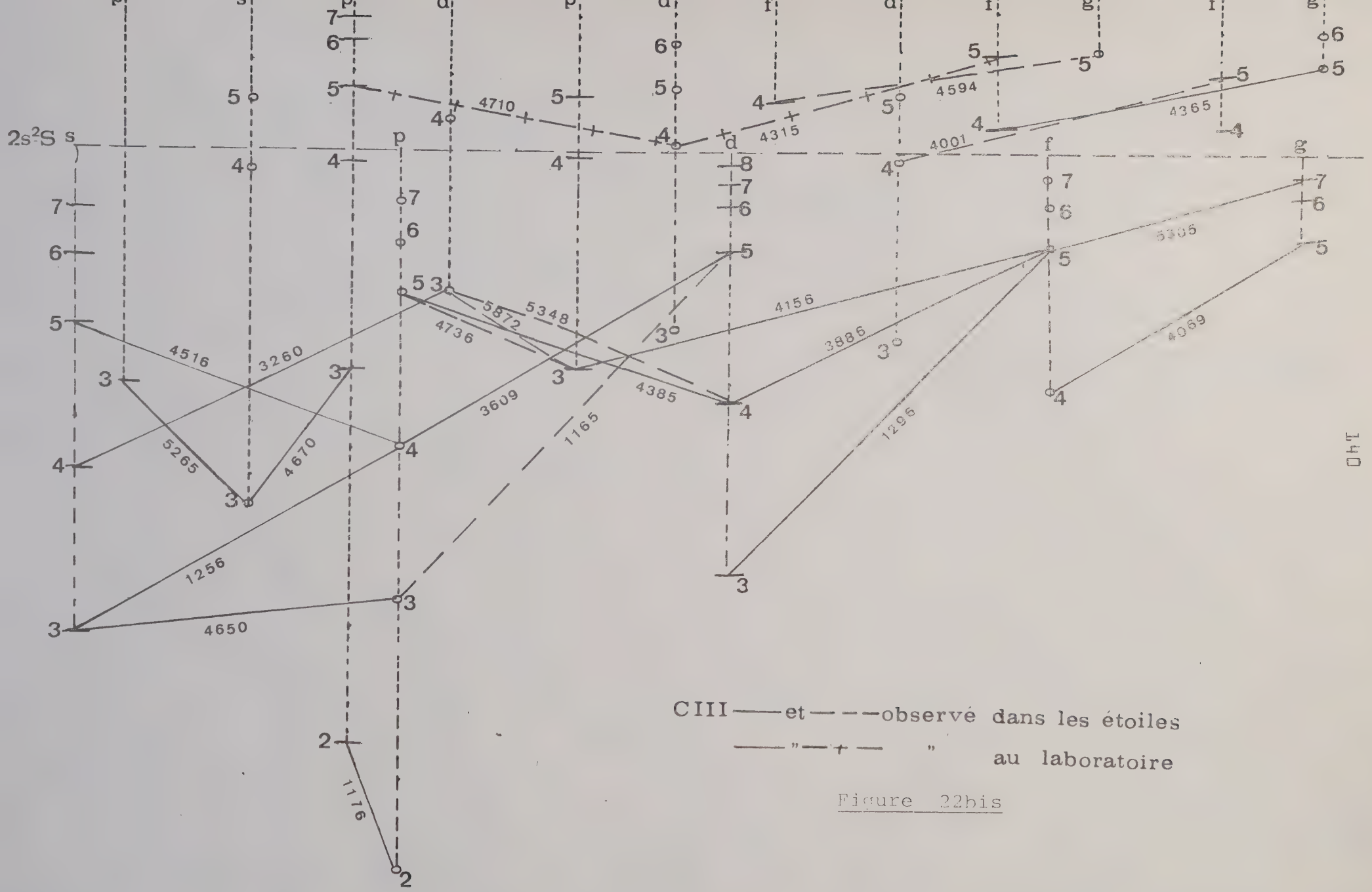
TABLEAU XXII (suite)

4325	$3s'^{1}P^{\circ}-3p'^{1}D$	I	I	Superposée à C II
4365	$4f'^{3}F-5g'^{3}G^{\circ}*$	m	m	Superposée à C II
4385	$4d^{3}D-5p^{3}P^{\circ}$	f	m	
4516	$4p^{3}P^{\circ}-5s^{3}S$	I	m	
4593	$4f'^{3}D-5g'^{3}F^{\circ}*$	O	m	
4649	$3s^{3}S-3p^{3}P^{\circ}$	TI	TI	
4667	$3s'^{3}P^{\circ}-3p'^{3}P$	m	I	
5133		O	X	
5260	$3s'^{3}P^{\circ}-3p'^{3}S$	m	X	(+$4d^{1}D-5p^{1}P^{\circ}$)
5305	$5f^{3}F^{\circ}-7g^{3}G*$	f	X	
5350	$4d^{3}D-3d'^{3}P^{\circ}$	m	X	D'après Edlen (1956, réf.6)
5667	6g -6h	O	X	" "
5696	$3p^{1}P^{\circ}-3d^{1}D$	f	X	
5772	$3d'^{1}F^{\circ}-6g^{1}G*$	O	X	
5827	$4d^{1}D-3d'^{1}F^{\circ}$	f	X	
5880	$3p'^{3}D-3d'^{3}P^{\circ}$	O	X	
6155	$4d^{3}D-3d'^{3}D^{\circ}$		X	
6206	$4p^{1}P-5s^{1}S$		X	D'après Edlen (1956, réf.6)
6350	$3p'^{1}D-5f^{1}F^{\circ}*$		X	
6462	$5p^{1}P^{\circ}-6d^{1}D*$		X	
6523	6g -9h		X	D'après Edlen (1956, réf.6)
6559	6h -9i		X	" "
6610	$5p'^{3}D-6d'^{3}D^{\circ}*$		X	
6730	$3s'^{3}P^{\circ}-3p'^{3}D$		I	6742 correspond à 1 composante du multiplet
6803			X	
6872	$3p'^{3}D-3d'^{3}D^{\circ}$		X	6882 correspond à 1 composante du multiplet
6900	$3p'^{3}P-4s'^{3}P^{\circ}*$		X	
7036	$3s'^{1}P^{\circ}-4d'^{1}D*$		I	
7137	$5p'^{3}P-6d'^{3}D^{\circ}*$		m	
7211	$5p^{3}P^{\circ}-6d^{3}D*$		I	



CIII ——— et — — — dans les etoiles
——— " — + — au laboratoire

Figure 22



CIII ——et— — —observé dans les étoiles

—— "—+— " au laboratoire

Figure 22bis

Quant aux raies 4594 Å et 4001 Å, elles n'apparaissent pas sur nos spectres en accord avec les règles de sélection vis à vis de l'autoionisation Coulombienne, les niveaux de ces transitions se situant au dessus du premier potentiel d'ionisation de C IV ; dans les étoiles, par contre, elles peuvent être générées à partir du continuum. Inversement, les transitions 4710 Å et 4315 Å issues de niveaux métastables vis à vis de l'autoionisation ne sont pas observées dans les étoiles alors que nous avons pu les mettre en évidence sur nos spectres.

c/ Spectre de C IV

Toutes les raies que nous avons observées au laboratoire ont été observées aussi dans les étoiles W_C, sauf la raie très faible à 3708 Å que nous avons attribuée à la transition $6d\,^2D - 9p\,^2P°$, elle pourrait être masquée dans les étoiles par des raies de He I et O III.

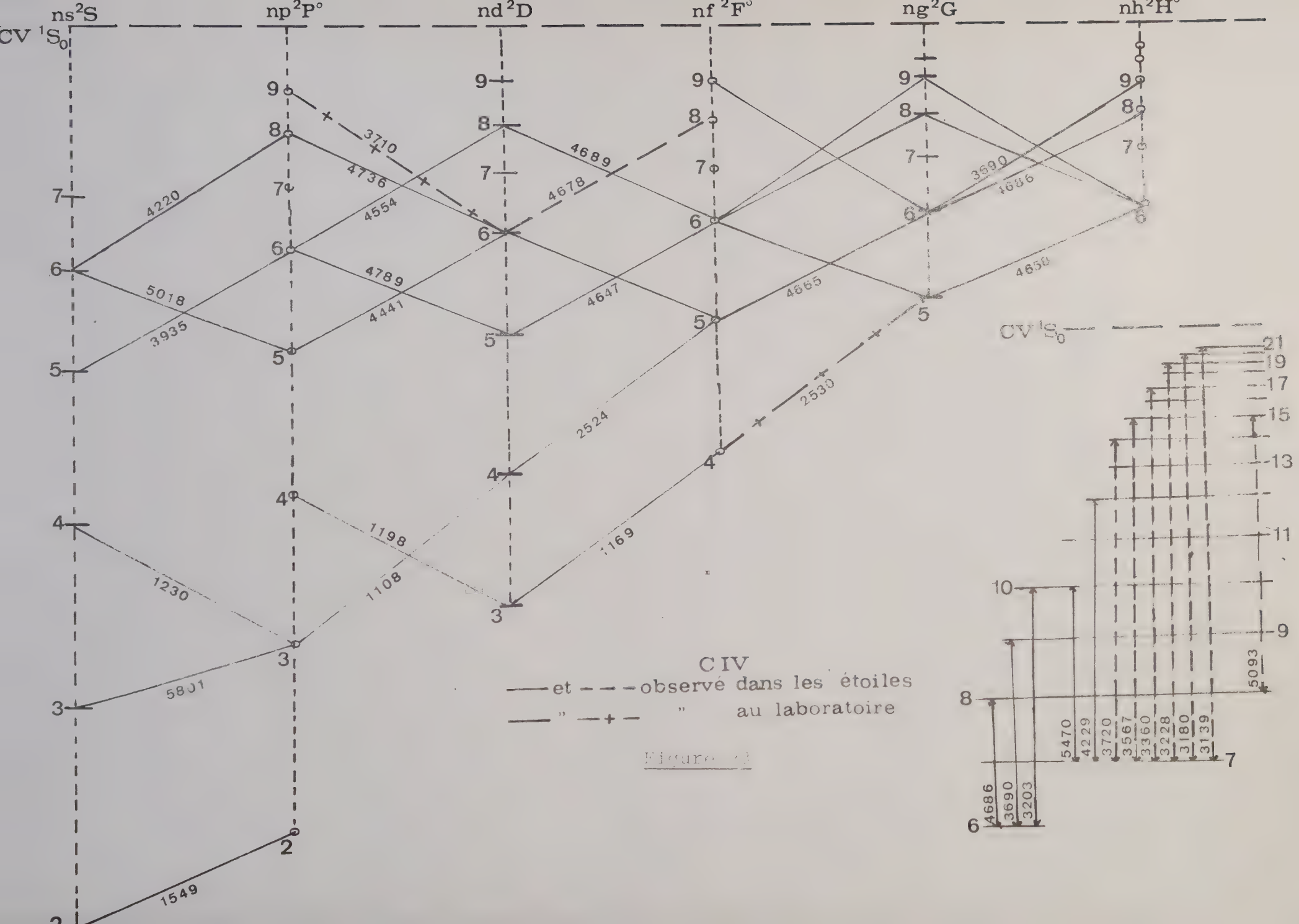
Edlen (1956, réf.6), en calculant les transitions entre niveaux élevés ($n > 6$) a pu identifier les raies encore inexpliquées du spectre des étoiles W_C. Il est cependant remarquable de voir que certaines raies faibles, observées dans les étoiles et attribuées à la séquence 7 - n, avec en particulier n = 14 et 15 (3723 et 3571 Å) peuvent correspondre à des raies que nous observons. Nous avons rejeté, pour nos spectres, ces identifications car la distribution des intensités de ces raies n'était pas cohérente le long d'une même séquence. Le raies 3726 Å et 3570 Å restent donc dans nos spectres pris à 2 MeV, avec les raies 3408 Å, 3452 Å, 3483 Å, 3750 Å, 3736 Å et 4714 Å, les seules raies que nous n'avons pu identifier. Rappelons par ailleurs, que dans cette même région les raies 3062 Å et 3382 Å ont été attribuées à des transitions entre niveaux quadruplets de C IV, métastables vis à vis de l'autoionisation Coulombienne. Si maintenant l'on examine les spectres des étoiles chaudes, on voit que toutes ces raies, sauf la raie 3570 Å seraient masquées par des raies de l'hélium ou de l'oxygène (TABLEAU XXIV).

TABLEAU XXIII CIV observé en émission dans les étoiles

λ(Å)	transition	intensité labo.	W_C	remarques
1108	$3p^2P°-4d^2D$	m		Apparait dans l'étoile O_{5f} ζPuppis
1168	$3d^2D-4f^2F°$	I		" " "
1198	$3d^2D-4p^2P°$	f		" " O_9 δScorpionis
1230	$3p^2P°-4s^2S$	f		" " O_{5f} ζPuppis
1548	$2s^2S-2p^2P°$	TI	I	
⋮				
2524	$4d^2D-5f^2F°$	m	m	D'après Van der Hucht et Lamers(réf.20)
2530	$4f^2F°-5g^2G$	I	I	" " "
3204	6 - 10	m	X	D'après Edlen(réf.6)
3233	7 - 19	?	f	" " ;3232 f apparait sur nos spectre
3359	7 - 17	?	f	" " ;masquée par CII sur nos spectre
3449	7 - 16	?	f	" " ;3452 f apparait sur nos spectre
3567	7 - 15	?	f	" " ;3570 f " "
3722	7 - 14	?	f	" " ;3726 m " "
3888		0	X	Superposée à CIII, très intense.
3930	7 - 13	?	X	D'après Underhill (1962 réf.8)
3934	$5s^2S-6p^2P°$	I	I	
4219	$6s^2S-8p^2P°$	Tf	X	
4229	7 - 12	Tf	X	
4441	$5p^2P°-6d^2D$	I	I	
4647	$5d^2D-6f^2F°$	m	TI	
4659	5 - 6	m	TI	
4678	$6d^2D-8f^2F°$	0	X	D'après Underhill (1962 réf.8)

TABLEAU XXIII (suite)

4689	$6f\,^2F^\circ - 8d\,^2D$	m	X	(+ 7 - 11)
4737	$6d\,^2D - 8p\,^2P^\circ$	f	X	
4786	$5d\,^2D - 6p\,^2P^\circ$	m	I	(+ $6p\,^2P^\circ$ - $8s\,^2S$)
5018	$5p\,^2P^\circ - 6s\,^2S$	I	X	
5091	[illegible]	[illegible]	[illegible]	D'après Edlen(réf.6)
5469	7 - 10	m	f	" "
5807	$3s\,^2S - 3p\,^2P^\circ$	I	I	
6147	9 - 18		f	D'après Edlen(réf.6)
6408	9 - 17		f	" "
6592	$6s\,^2S - 7p\,^2P^\circ$		X	
7060	7 - 9		X	
7226			0	Apparait dans les novae.



CIV

——et - - -observé dans les étoiles

——" —+— " au laboratoire

Figure 43

TABLEAU XXIV

λ exp±2(Å)	λ étoile (Å)	Identification	λ (Å)
4714	4713	He I $2p^3P^\circ - 4s^3S$	(4713)
3759	3[illegible]		
-	3745	OIII $3s^5P - 3p^5D^\circ$	(3756-60-74)
3736	3737	O IV $3p^4D - 3d^4F^\circ$	(3726-29-37)
3726	3726		
-	3447		
3450	3451	OIII $3p^5D^\circ - 3d^5F$	(3448-51-55)
-	3455		
3408	3410		
3383	3383	O IV $3s'^4P^\circ - 3p'^4D$	(3410-3381-86)
-	3385	OIII $3p^5P^\circ - 3d^5D$	(3385)
3063	3063	O IV $3s^2S - 3p^2P^\circ$	(3063-73)
	3072		

En conclusion, donc, nous pensons qu'il y a peut être superposition de transitions appartenant au système "normal" de C IV et de transitions appartenant aux systèmes doublement excités de C IV. Si le système quadruplet est peu probable dans les étoiles, ne pouvant pas être peuplé ni par absorption à partir du fondamental de C IV ni par capture d'un électron à partir du continuum; par contre, certains niveaux du système doublet peuvent être peuplés par l'un ou l'autre de ces processus ou les deux, et donner lieu à des transitions radiatives qui pourraient correspondre à des raies observées au Laboratoire. Ce résultat serait très compatible avec de récentes observations mettant en évidence des transitions entre niveaux doublement excités de la séquence du lithium dans les étoiles (réf.9 et 10).

B - NECESSITE DE LA DETERMINATION DES PROBABILITES DE TRANSITION

Dans les généralités sur les spectres stellaires, nous avons rappelé le principe du calcul des abondances dans les étoiles ainsi que celui de la température d'excitation dans lesquels interviennent directement les forces d'oscillateurs.

Si nous reprenons l'article de Aller (1943, réf.11), article de base sur les étoiles W_C, on s'aperçoit combien était dramatique l'absence de connaissance sur les probabilités de transition aussi bien expérimentales que théoriques car tout nouveau progrès sur la compréhension des phénomènes reposait sur une bonne estimation de ces probabilités de transition. Aller, s'appuyant alors sur un calcul très approché des probabilités de transition correspondant aux raies de C III (4070 Å, 4187 Å, 4650 Å et 5696 Å et C IV (3934 Å, 4441 Å et 5805 Å) calculait les températures d'excitation correspondant aux niveaux supérieurs de ces transitions. Comme l'écart entre les valeurs de probabilités de transition qu'il avait choisies et celles actuellement mesurées ou calculées pouvait être un facteur 10, il est impossible de savoir si les divergences entre les températures trouvées correspondaient à une réalité physique nécessitant pour l'expliquer le choix d'un autre modèle d'atmosphère et d'autres hypothèses traduisant l'écart à la loi de Boltzmann ou bien si elles ne reflètaient que ces erreurs. Par ailleurs, en moyenne, les valeurs des probabilités de transition choisies pour les raies de C IV étaient toutes trop grandes ce qui conduisait à sous-estimer l'abondance de l'ion C IV.

Plus récemment, Aller et Liller (1959, réf.12), pour estimer l'abondance de l'ion C II dans la nébuleuse d'Orion utilisa la valeur $2{,}5\ 10^{8}\ s^{-1}$, comme probabilité de transition de la raie 4267 Å, valeur donnée par l'approximation de Coulomb. Cette valeur est en accord avec notre mesure de durée de vie,

mais nous avons vu que cette approximation peut être mise en défaut à cause des intéractions de configuration ce qui nécessite dans la plupart des cas des calculs plus raffinés et des mesures expérimentales les vérifiant.

La comparaison entre nos résultats sur les durées de vie et les données théoriques indique que pour certains éléments (C III), les théoriciens ont mis au point des calculs en bon accord avec l'expérience. Les calculs de Nussbaumer (réf.13) donnent ainsi les probabilités de chaque transition pour les 17 premiers niveaux des triplets et les 19 premiers niveaux des singulets. Nous allons montrer maintenant comment la connaissance de ces probabilités de transition peut permettre d'expliquer les anomalies apparentes de certains spectres stellaires, compte-tenu des données de l'observation (largeur équivalente des raies W, température effective T^*, densité électronique Ne...)

Dans les étoiles Of, pendant longtemps on crut que la seule raie de C III apparaissant était la raie 5696 Å ($3p\,^1P^\circ - 3d\,^1D$). Elle apparaissait en émission ; pour l'expliquer il fallait faire intervenir des mécanismes sélectifs :

- Underhill (1957, réf.14) suggéra qu'un mécanisme de photoionisation permettait cette excitation sélective. En effet, la différence d'énergie entre les niveaux $2s^2 3d\,^2D$ de C II et $2s3d\,^1D$ de C III correspond à 327598 cm^{-1}, valeur très proche de celle correspondant à la raie 304 Å de He II (329180 cm^{-1}). Nussbaumer (1971, réf.15) a montré que compte tenu des températures effectives probables et d'une distribution Boltzmannienne des termes de C II, les taux d'ionisation étaient très inférieurs (de l'ordre de 100 fois) aux probabilités de transition des raies issues du niveau $2s^2 3d\,^2D$ de C II. Ceci rend ce procédé d'excitation par photoionisation très improbable, d'autant que l'abondance relative des ions C^+/C^{2+} est sans doute faible, les raies de C II n'apparaissant pas.
- Un autre mécanisme sélectif était suggéré par Gauzit (1966, réf.16). La raie de N IV à 322,57 Å aurait induit la transition de C III $2s^2\,{}^1S - 2p3s\,{}^1P^\circ$ qui a exactement la même longueur

d'onde. Le niveau supérieur se serait alors dépeuplé vers le niveau $2s3d\,^1D$, niveau supérieur de la raie 5696 Å. Mais d'une part l'azote est moins abondant que le carbone, d'autre part les rapports de branchement calculés par Nussbaumer montrent que le peuplement du niveau $2s3d\,^1D$ par cascade correspond à moins de 1% du peuplement du niveau $2p3s\,^1P°$.

- Nussbaumer montrait donc qu'aucun de ces mécanismes n'était nécessaire pour expliquer la présence de la raie 5696 Å en émission ; il suffisait d'introduire des effets de profondeur optique sur le flux émergent des étoiles O et de prendre convenablement les paramètres température effective, température électronique et densité électronique. Dans ce cas la raie 4649 Å devait apparaitre en absorption, ce qui a été observé.

En se basant sur les observations de Carruthers (1968, réf. 17) et de Stecher (1970, réf.18), Nussbaumer (1972, réf.19) put expliquer pourquoi les raies de C III 5696 Å et 4649 Å, correspondant aux transitions $3p\,^1P° - 3d\,^1D$ et $3s\,^3S - 3p\,^3P°$ avaient un comportement si différent dans les W_C en particulier dans l'étoile γ^2 Vel. En effet, en partant de ses calculs de probabilités de transition des 15 niveaux inférieurs de C III et de section de choc des collisions et en faisant l'hypothèse d'une température effective raisonnable, il a montré que l'écart à la loi de Boltzmann conduisait à des largeurs équivalentes pour les raies ultraviolettes compatibles avec l'observation. Cet écart à la loi de Boltzmann était tel que la population des 5 premiers niveaux restait quasiment Boltzmannienne alors que les termes d'énergie plus élevée étaient sous peuplés, les niveaux 3s étant relativement surpeuplés par rapport aux autres. Ainsi donc cela expliquait que si la raie 5696 Å apparaissait toujours en émission, la raie 4649 Å devait apparaitre en absorption. Le modèle choisi obligeait alors à réviser l'estimation de l'abondance en carbone de ces étoiles. En conséquence il fallait reconsidérer tous les problèmes posés par les étoiles W_C en partant d'une abondance en carbone plus grande. Par

exemple, l'existence de la raie d'intercombinaison $2s^2\ ^1S - 2s2p^3P^\circ$ (1909 Å), en émission s'expliquait naturellement, sans avoir besoin de faire intervenir d'effet d'inversion de population comme l'avait suggéré Stecher (1968, réf.1).

Si les probabilités de transitions de C III et C IV sont maintenant relativement bien connues et ont ainsi permis de telles mises au point, rappelons qu'il n'existe aucun calcul systématique pour C II (sauf pour quelques niveaux bas) et que les mesures expérimentales restent les seules données pour l'ensemble des niveaux. Ce qui est vrai pour C II est vrai pour la plupart des atomes plus lourds.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

1. *SYMPOSIUM ON WOLF-RAYET STARS ed. GEBBIE et THOMAS,* (Boulder, N.B.S. 1968)
2. *MEINEL, AVENI et STOCKTON,* Catalog of emission lines in Astrophysical Objects, University of Arizona (1969)
3. *MORTON, JENKINS et BROOKS,* Ap.J. 177, 219 (1972)
4. *SMITH,* Ap.J. 172, 129 (1972)
5. *MOORE,* Tables of Atomic Spectra Sec.3 NSRDS-NBS3 (US Government printing office, Washington 1970)
6. *EDLEN,* Vistas in Astronomy 2, 1456 (1956)
7. *SWINGS,* Ap.J. 95, 112 (1942)
8. *UNDERHILL,* Ap.J. 136, 14 (1962)
9. *DOSCHEK, MEEKINS, KREPLIN, CHUBB et FRIEDMAN,* Ap.J. 164, 165 (1971)
10. *WALKER et RUGGE,* Ap.J. 164, 181 (1971)
11. *ALLER,* Ap.J. 97, 135 (1943)
12. *ALLER et LILLER,* Ap.J. 130, 45 (1959)
13. *NUSSBAUMER,* Communication privée)
14. *UNDERHILL,* Ap.J. 126, 28 (1957)
15. *NUSSBAUMER,* Ap.J. 173, 93 (1971)
16. *GAUZIT,* C.R.Acad.Sci.Paris, 262B, 1309 (1968)
17. *CARRUTHERS,* Ap.J. 151, 269 (1968)
18. *STECHER,* Ap.J. 159, 543 (1970)
19. *CASTOR et NUSSBAUMER,* Mon.Not.R.Astr.Soc. 155, 293 (1972)
20. *VAN DER HUCHT et LAMERS,* Ap.J. 181, 537 (1973)
21. *DUPREE, HUBER, NOYES, PARKINSON, REEVES et WITHRBROE,* Ap.J. 182, 321 (1973)

CONCLUSION

Nous avons pu, grace à la technique de la "Beam-foil", faire une étude approfondie des spectres du carbone dans tous ses états d'ionisation de l'extrême ultraviolet (30 Å) jusqu'à 6000 Å.

Ce procédé d'excitation, qui permet d'obtenir les spectres d'ions fortement chargés avec une grande intensité et qui semble favoriser le peuplement des niveaux élevés de ces ions, nous a conduit, dans la première partie de ce travail, à de nombreuses identifications nouvelles dans les spectres de C IV, C V et C VI principalement. En particulier, nous avons pu mettre en évidence de nombreuses raies attribuables au spectre du système quadruplet de C IV (système situé au dessus du 1er potentiel d'ionisation de C V métastables vis à vis de l'autoionnisation Coulombienne) qui ne semble pas avoir été obtenu précédemment avec des procédés classiques d'excitation.

Dans une deuxième partie, nous donnons les résultats concernant les mesures de durées de vie radiatives de nombreux niveaux de C II, C III, C IV et C V. La cause principale d'erreur sur ces mesures étant due au phénomène de cascade, une étude approfondie en a été faite. Diverses méthodes d'analyse des courbes de déclin tenant compte de ces processus ont été discutées et ont montré qu'il était possible d'obtenir des valeurs de durées de vie avec une précision inférieure à 10%.

Des mesures de durées de vie, nous avons déduit, chaque fois que cela était possible, les probabilités des transitions. Ceci nous a permis de comparer nos résultats à de nombreux calculs théoriques récemment publiés, basés en particulier sur des méthodes de Hartree-Fock multiconfigurationnelles (méthode SOC de Weiss, méthode NCSET de Sinagoglu-Nicolaïdes) ou sur l'utilisation d'un potentiel paramétrique (Nussbaumer). L'accord de nos résultats expérimentaux avec ces calculs est généralement très satisfaisant.

Enfin, nous intéressant aux raies du carbone ionisé émises dans les spectres stellaires, nous avons comparé les spectres que nous avons obtenus au Laboratoire et ceux observés dans les étoiles Wolf -Rayet de la séquence du carbone. Les ressemblances et dissemblances qui apparaissent, peuvent alors compte-tenu d'une juste estimation des probabilités de transition, donner quelques renseignements sur les conditions physiques règnant dans l'atmosphère de ces étoiles.

APPENDICE 1 SPECTRES

Dans les pages suivantes, sont donnés quelques spectres pris à différentes énergies. Ils permettent de montrer la plupart des transitions observées depuis l'extrême ultraviolet (30 Å) jusqu'au rouge (6000 Å), en exceptant la région 1000 - 2000 Å trop mal explorée pour être significative.

Lorsque la raie observée correspond à une transition bien connue, nous avons noté sur le spectre sa longueur d'onde théorique ainsi que son état de charge. Dans les spectres pris à haute énergie (14 MeV), les raies de C V et C VI ont en général été observées pour la première fois, aussi l'identification complète a été écrite.

Lorsque la raie observée n'a pas été précédemment identifiée, elle est marquée d'un point d'interogation. Si nous avons pu l'identifier, en plus de la longueur d'onde observée nous donnons son état de charge; il suffit alors, pour connaitre l'identification que nous proposons, de se reporter au CHAPITRE I.

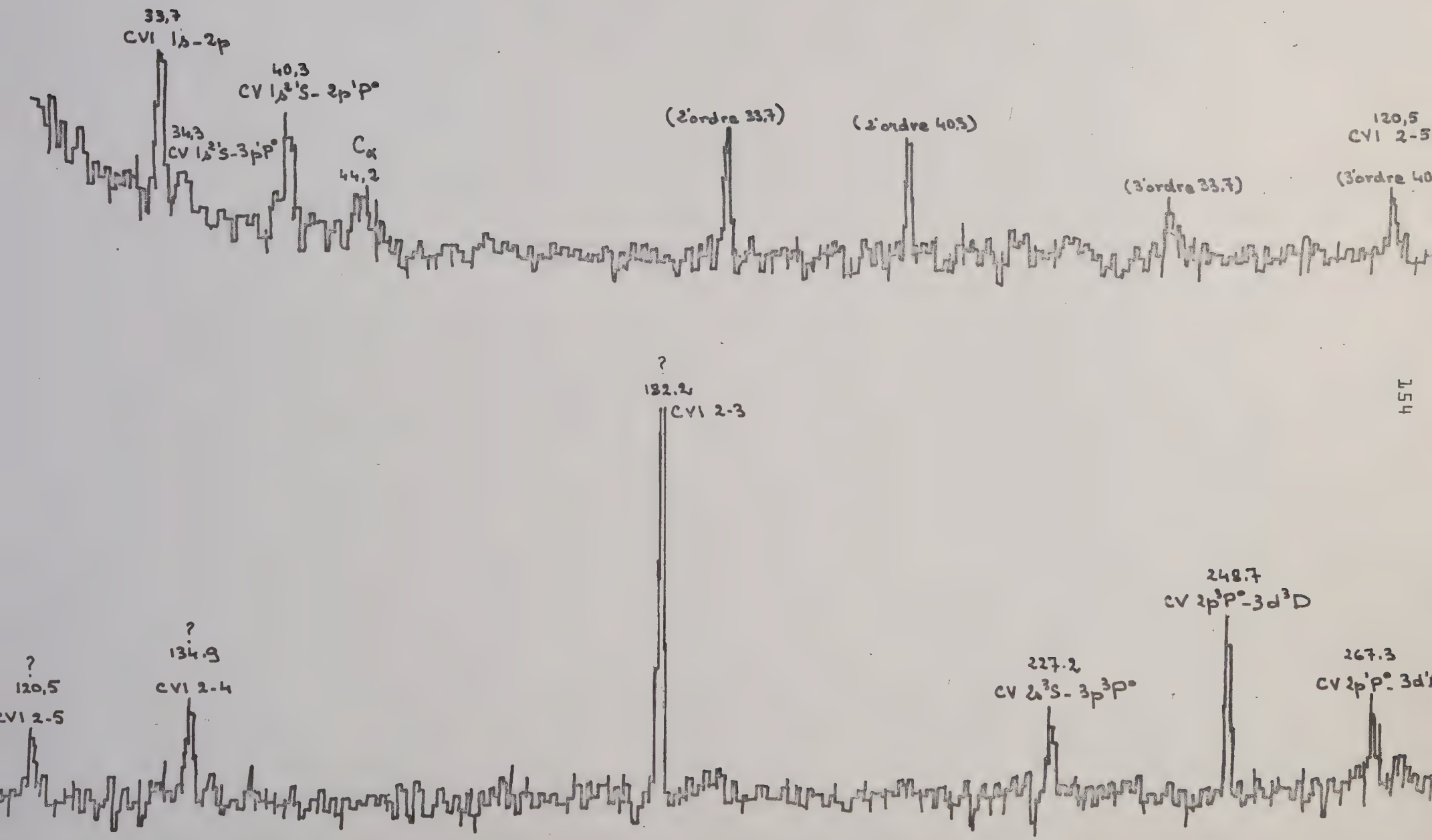
A - Spectres obtenus à Orsay.

L'énergie du faisceau d'ions était de 14 MeV, son intensité était de l'ordre de 0,3 µA.

La Figure 24 représente la région 30 - 300 Å
" 25 " " 300 - 1200 Å
" 26 " " 2000 - 6000 Å

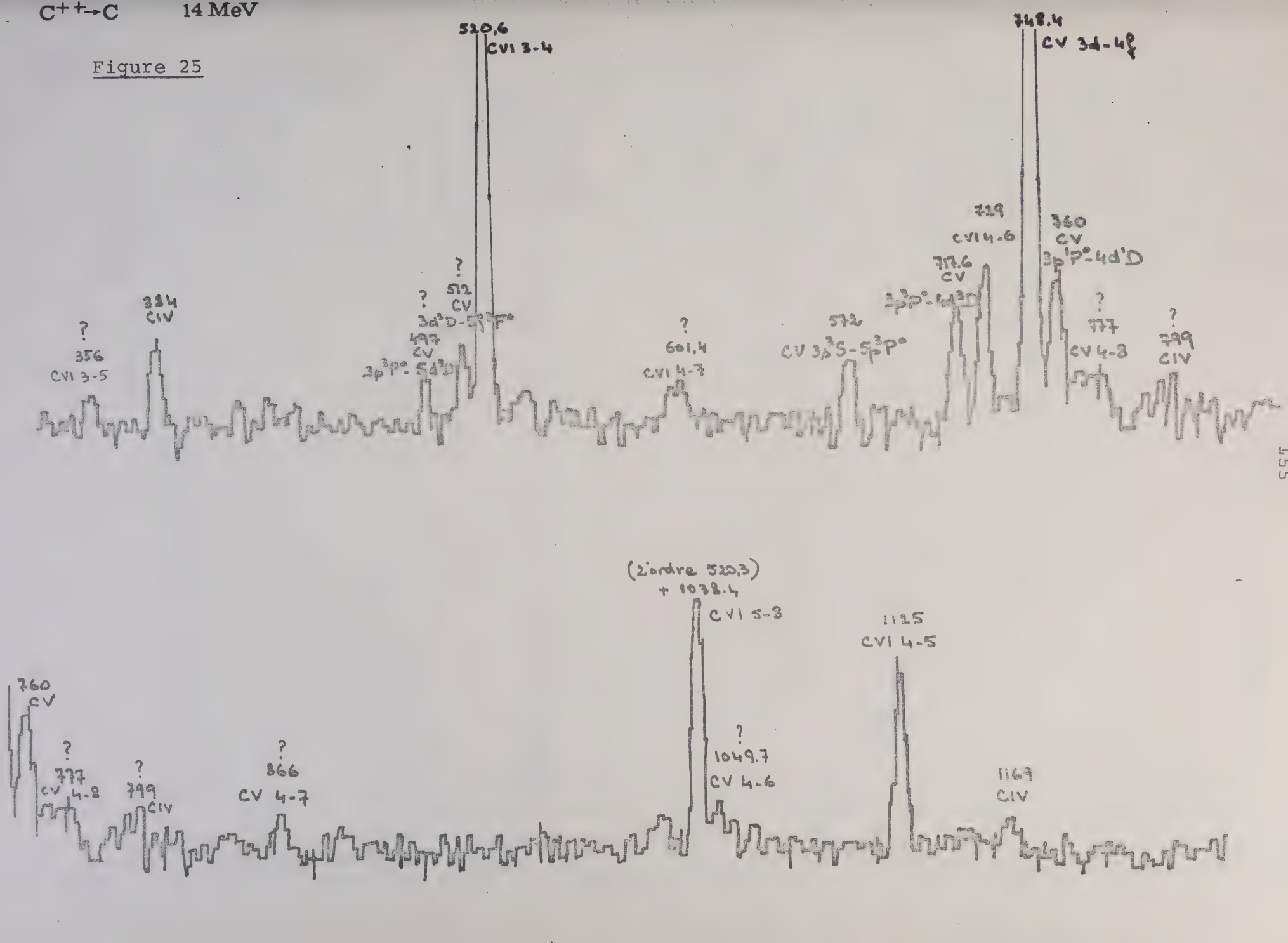
$C^{++} \rightarrow C$ 14 MeV

Figure 24

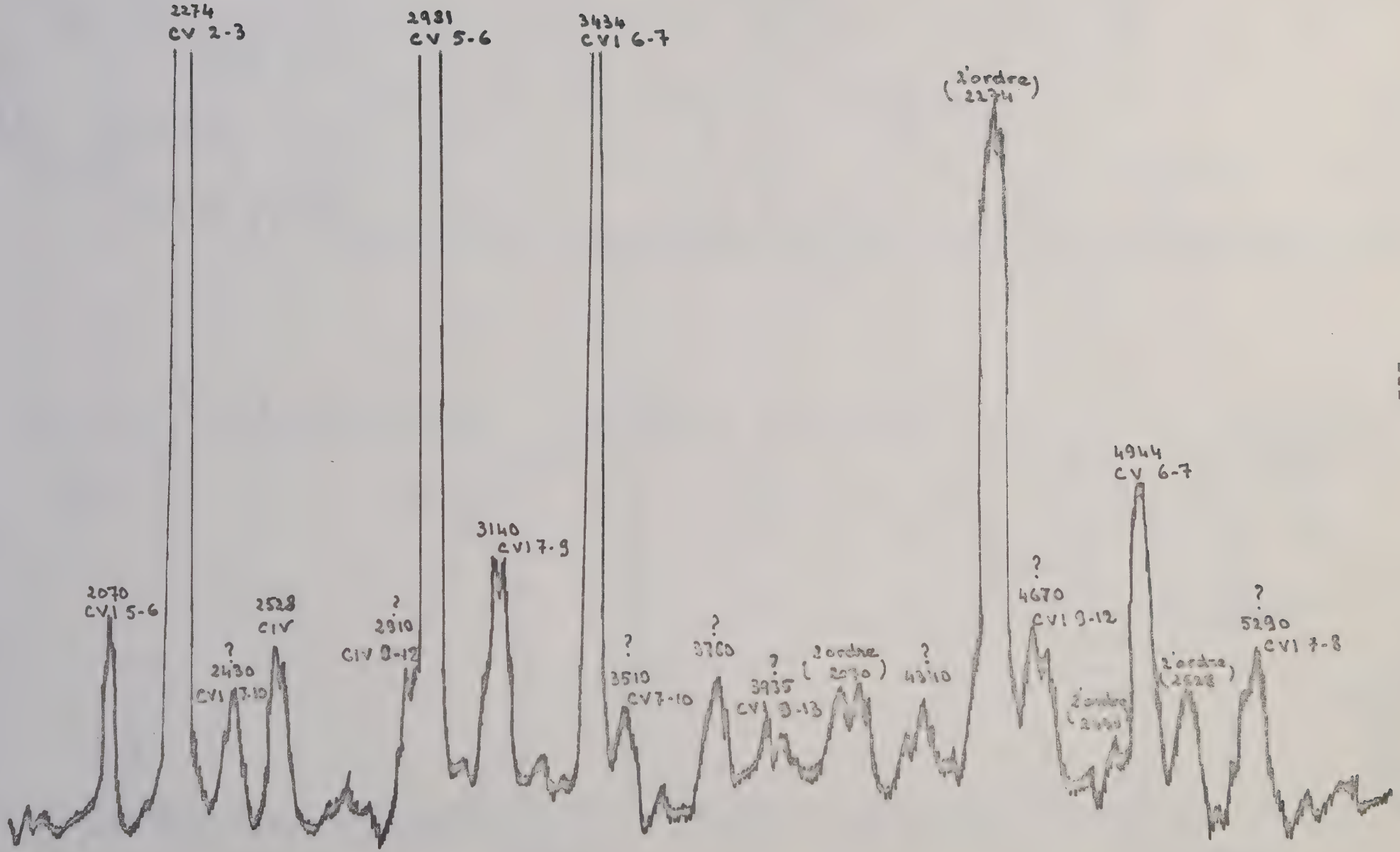


$C^{++} \rightarrow C$ 14 MeV

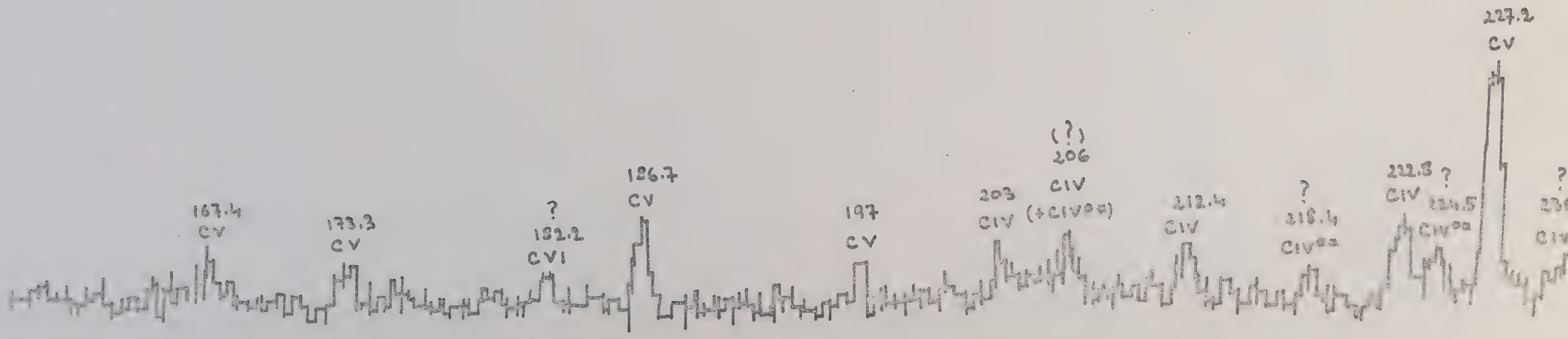
Figure 25



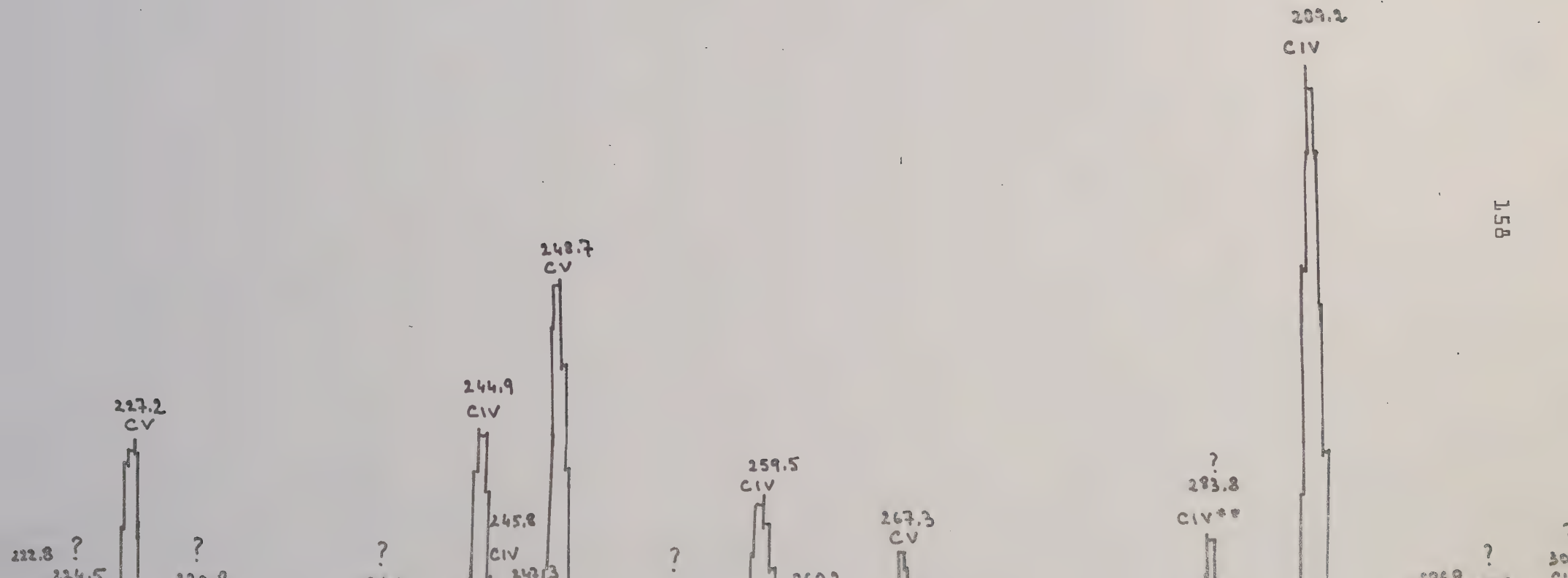
C++→C 14 MeV Figure 26



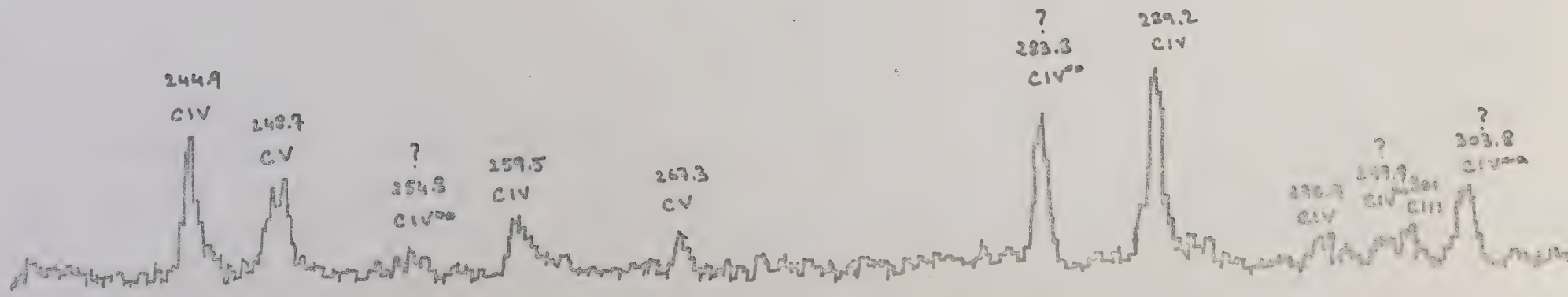
$C^{+} \rightarrow C$ 2 MeV Figure 27



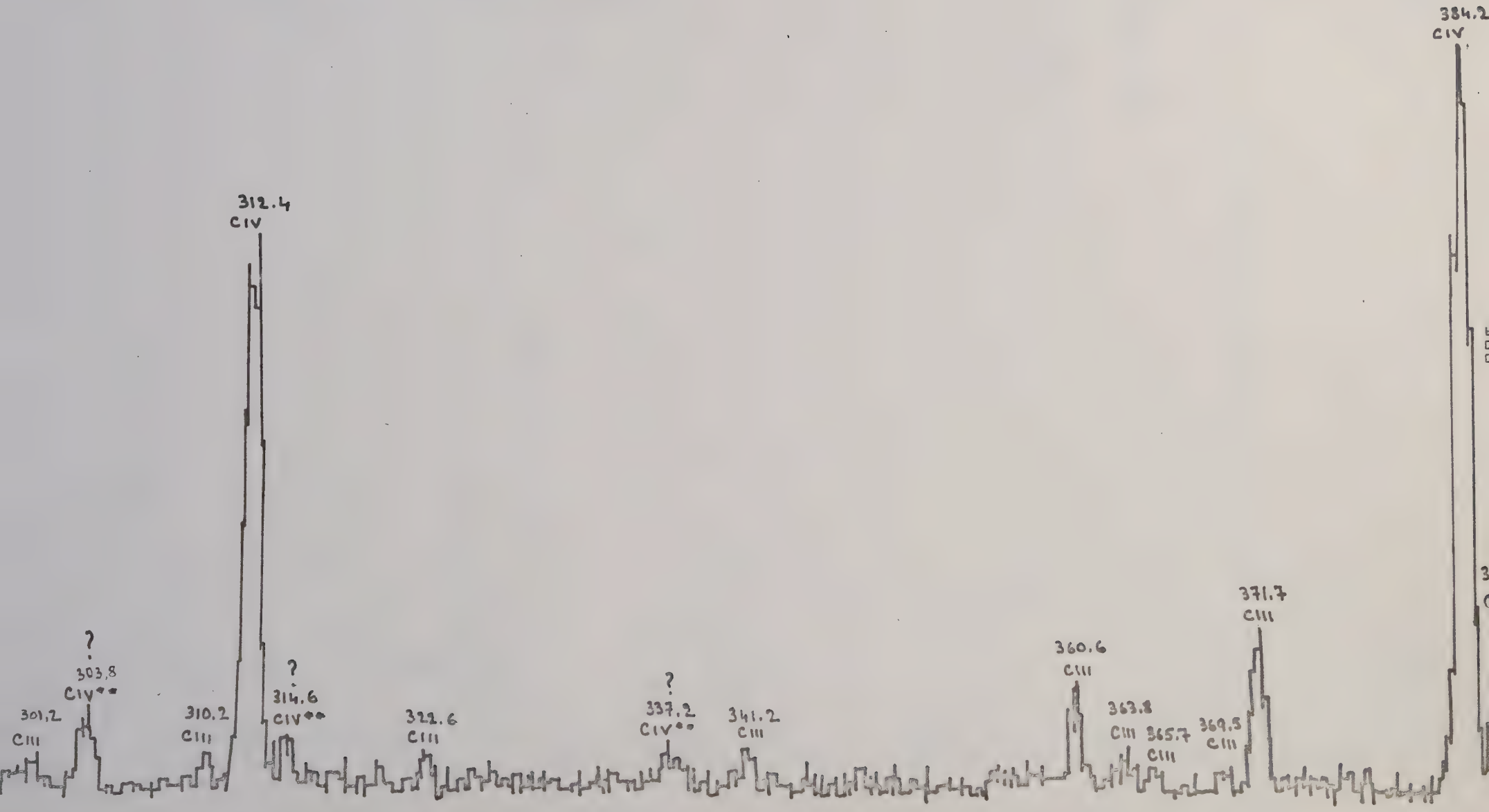
$C^{+} \rightarrow C$ 2 MeV Figure 27bis



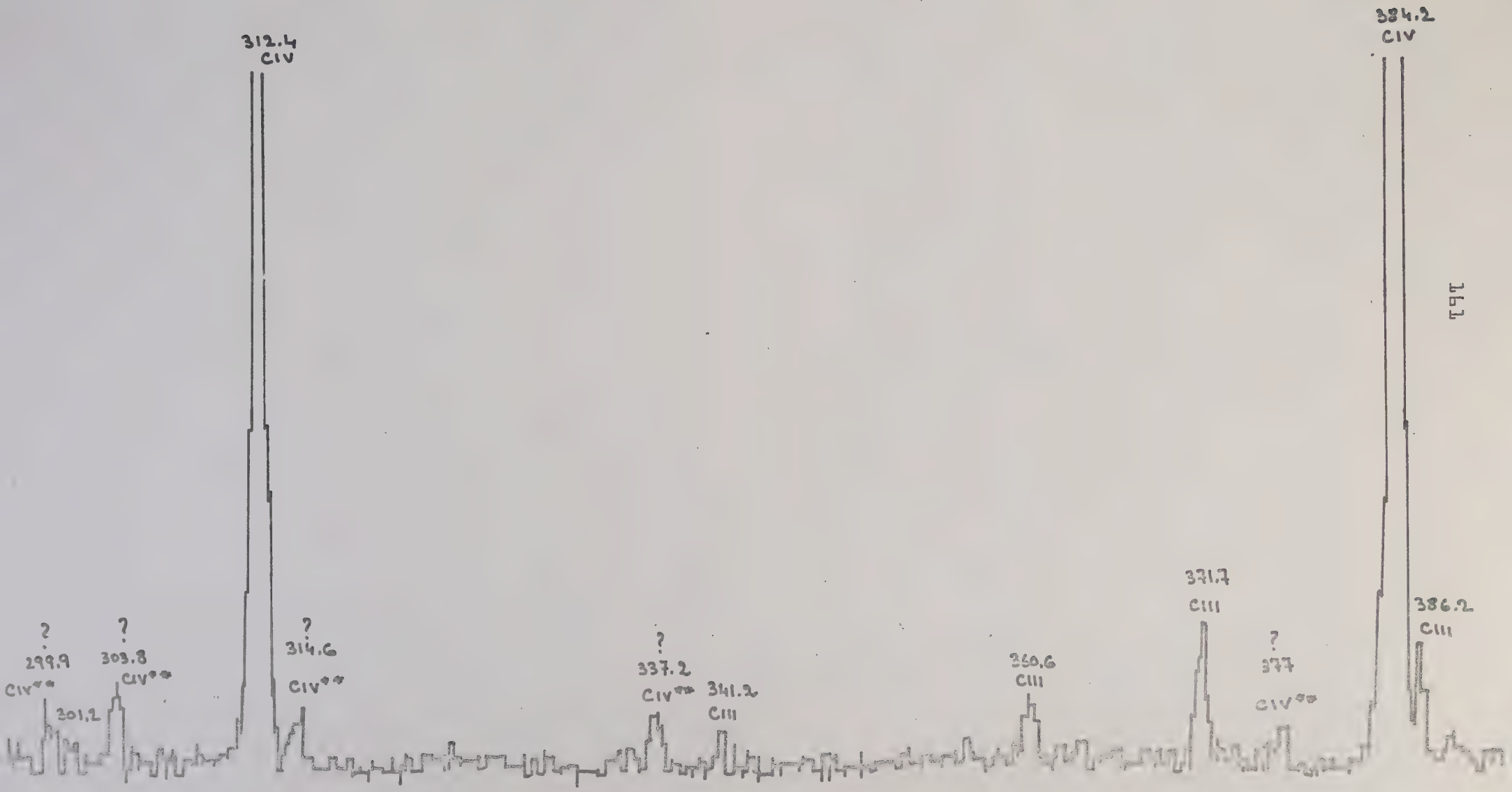
$C^{+} \rightarrow C$ 1,2MeV Figure 28



C+→C 1,2 MeV Figure 28bis



$C^+ \rightarrow C$ 2 MeV Figure 27ter



B - Spectres obtenus au laboratoire dans la région 30 - 400 Å

Aucune transition n'est apparue en dessous de 150 Å et seules quelques raies de C VI, C V et C IV apparaissent en dessous de 300 Å. Le spectre de C III commence ensuite mais aucune transition de C II n'est attendue en dessous de 400 Å.

Nous donnons donc Figure 27 un spectre pris à 2 Mev depuis 150 Å jusqu'à 400 Å et Figure 28 un spectre pris à 1,2 MeV depuis 240 Å jusqu'à 400 Å. Les spectres sont disposés face à fac pour en faciliter la comparaison.

C - Spectres obtenus au laboratoire dans la région 300 - 1300 Å

Nous donnons Figures 29 et 30 des spectres pris à 2 MeV et 0,4 MeV. Les énergies choisies favorisent préférentiellement C V et C IV d'une part et C II d'autre part; les raies de C III quoique peu intenses apparaissent sur l'un et l'autre spectre.

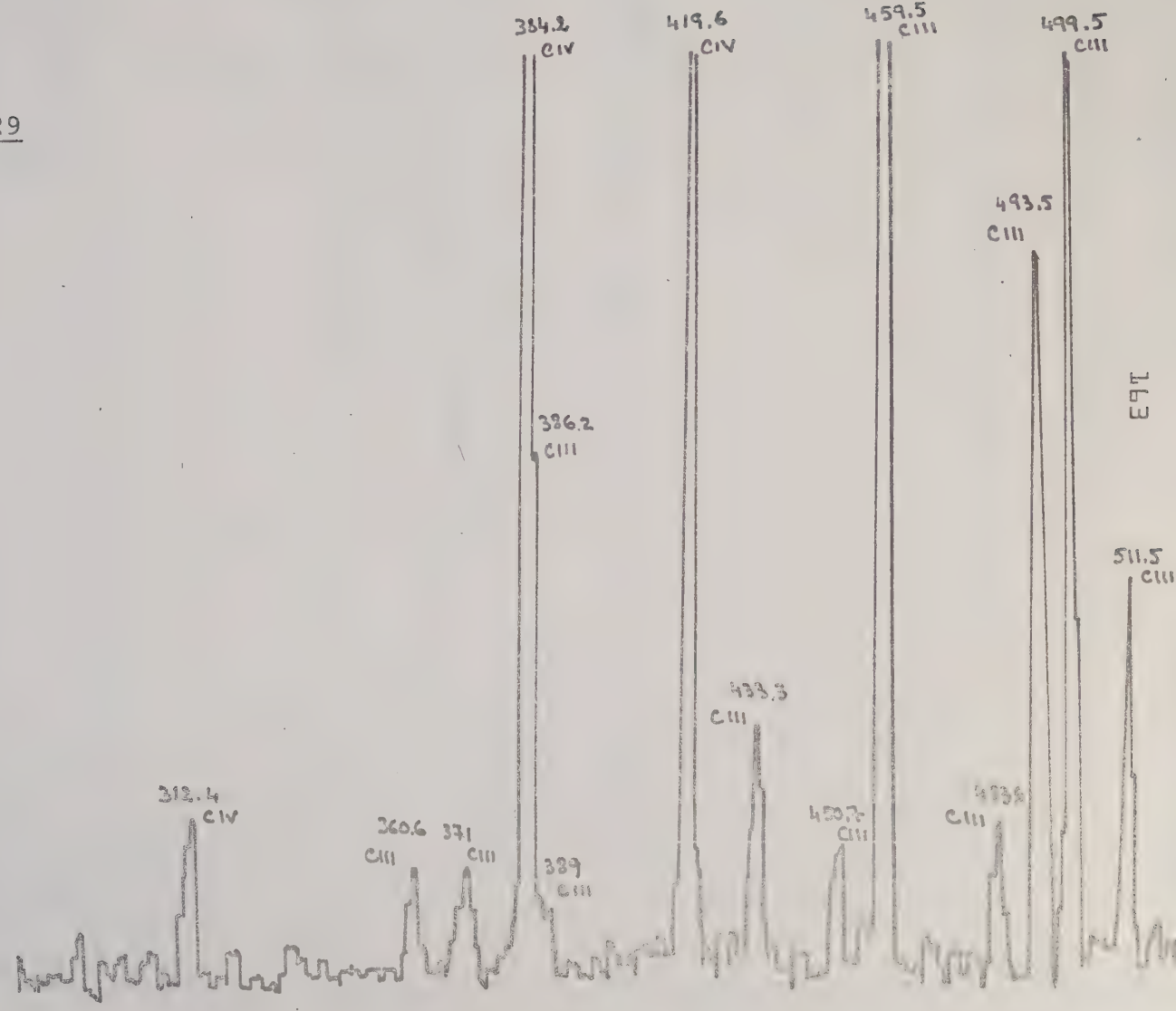
Les régions spectrales se correspondant sont, dans la mesure du possible, en regard.

D - Spectres obtenus au laboratoire dans la région 2000 - 6000 Å

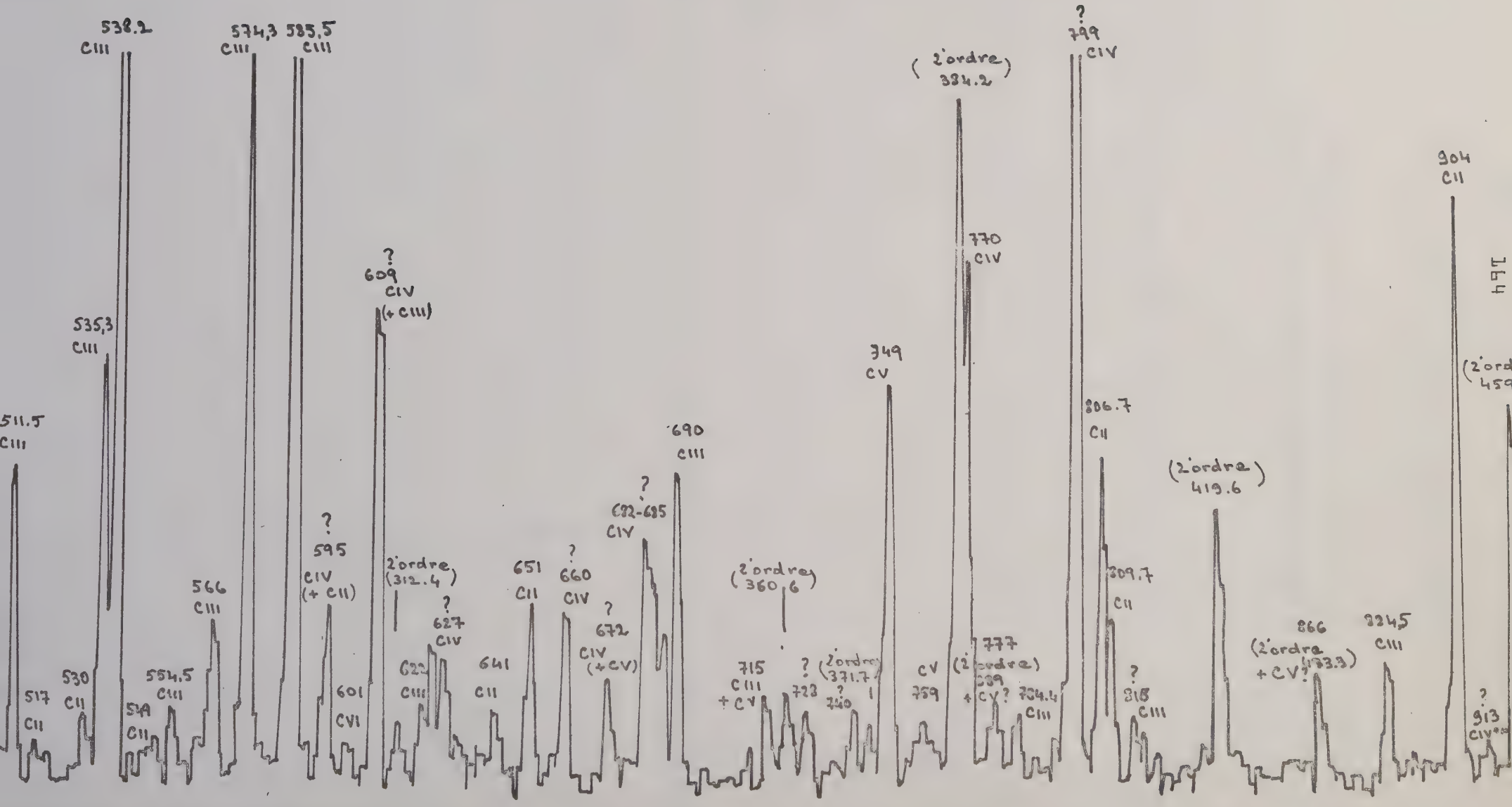
Nous donnons Figures 31 et 32 les spectres pris à 1,8 MeV et 0,6 MeV qui permettent de mettre en évidence les différents états de charge en favorisant C IV d'une part et C II d'autre part. Ces spectres couvrent la région 2000 - 4500 Å.

Au dela de 4500 Å, il a été nécéssaire d'utiliser un autre reseau (pour améliorer l'éfficacité quantique du dispositif expérimental) et surtout d'analyser la lumière émise avec un filtre pour éviter le deuxième ordre: (filtre Kodak - Pathé coupant à 4200 Å). Les Figures 33 et 34 représentent les spectre pris à 1,75 MeV et 0,5 MeV depuis 4300 Å jusqu'à 6000 Å.

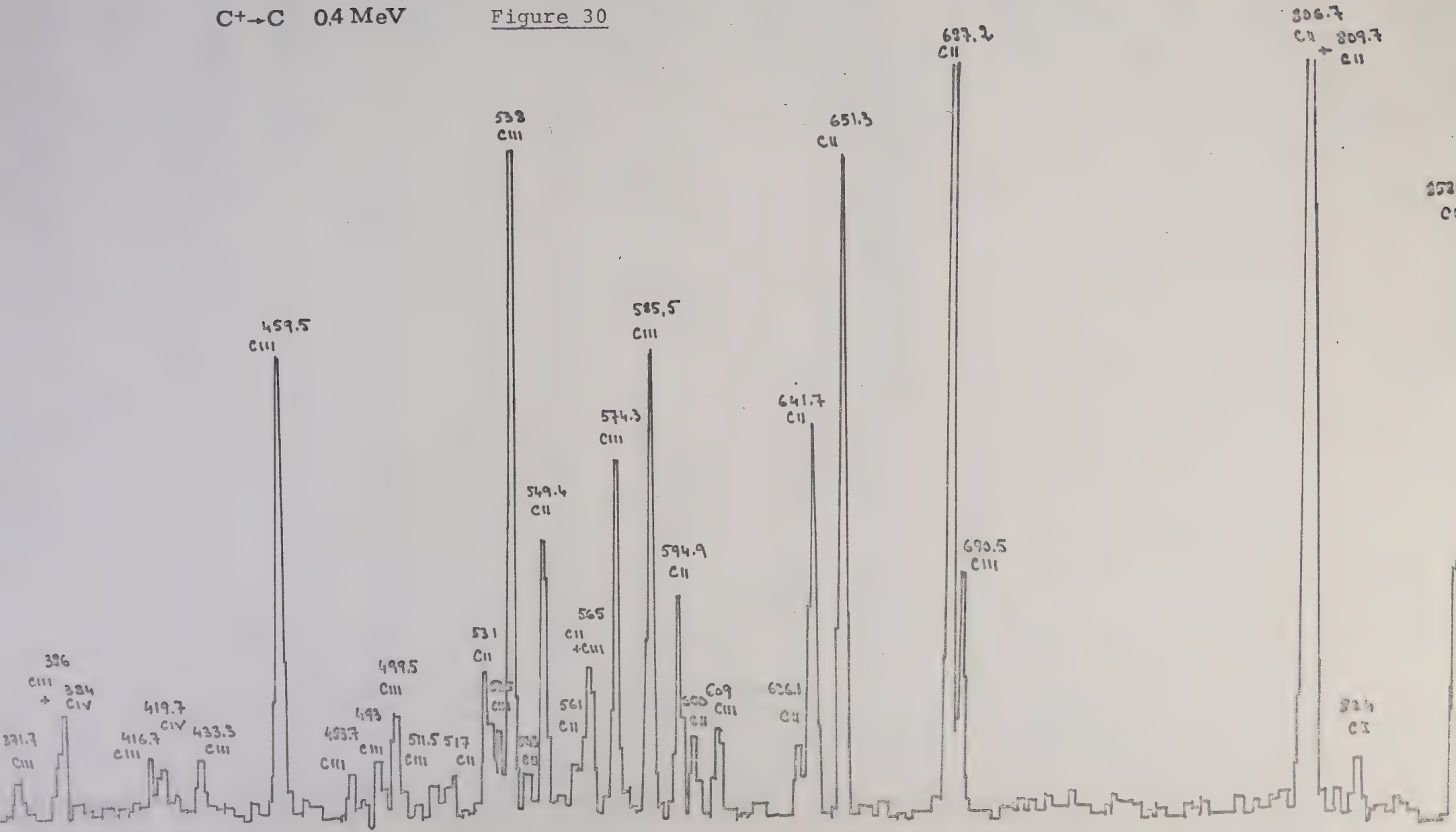
$C^{+} \rightarrow C$ 2 MeV Figure 29



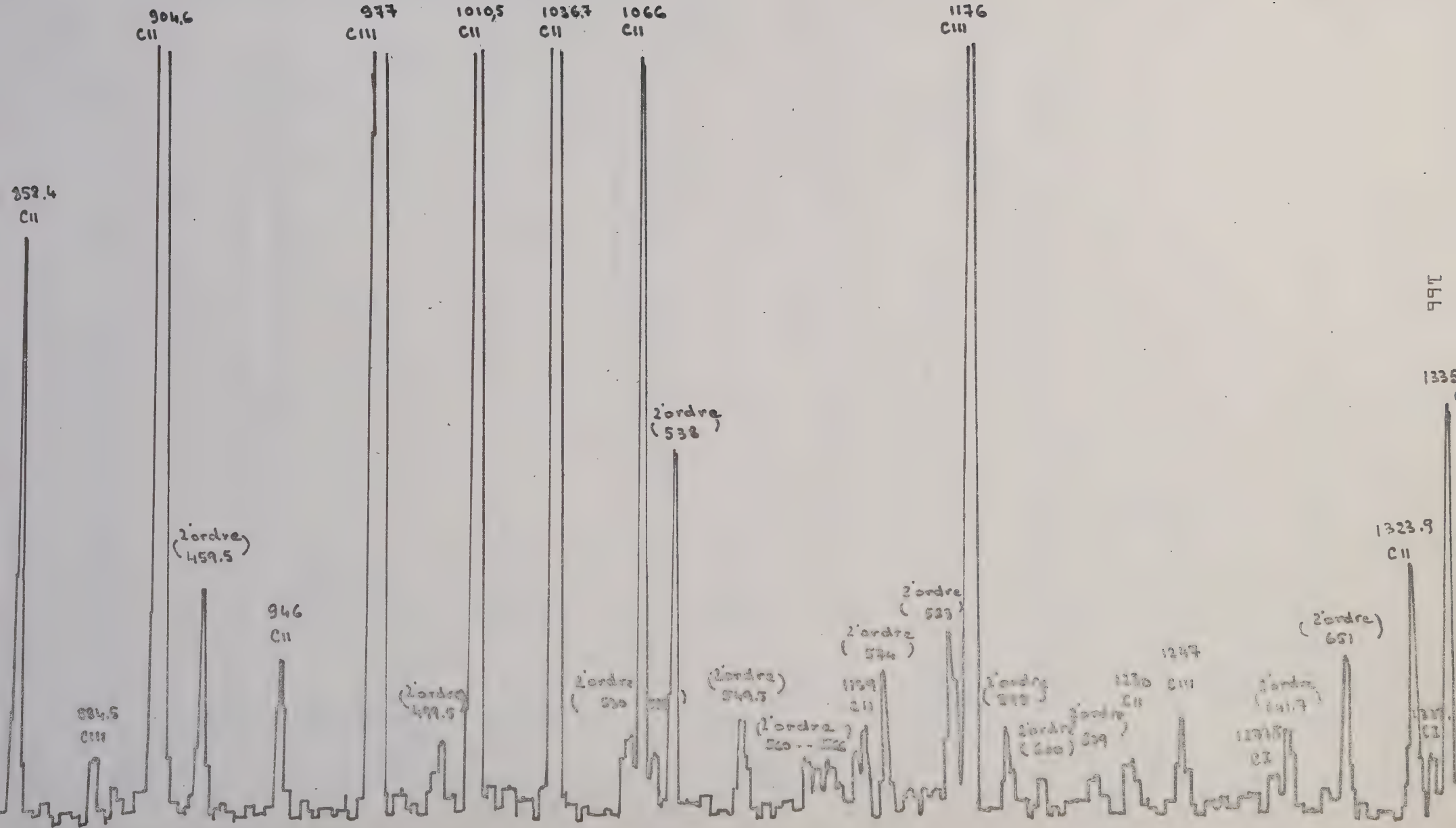
C+→C 2 MeV Figure 29bis



C+→C 0,4 MeV Figure 30

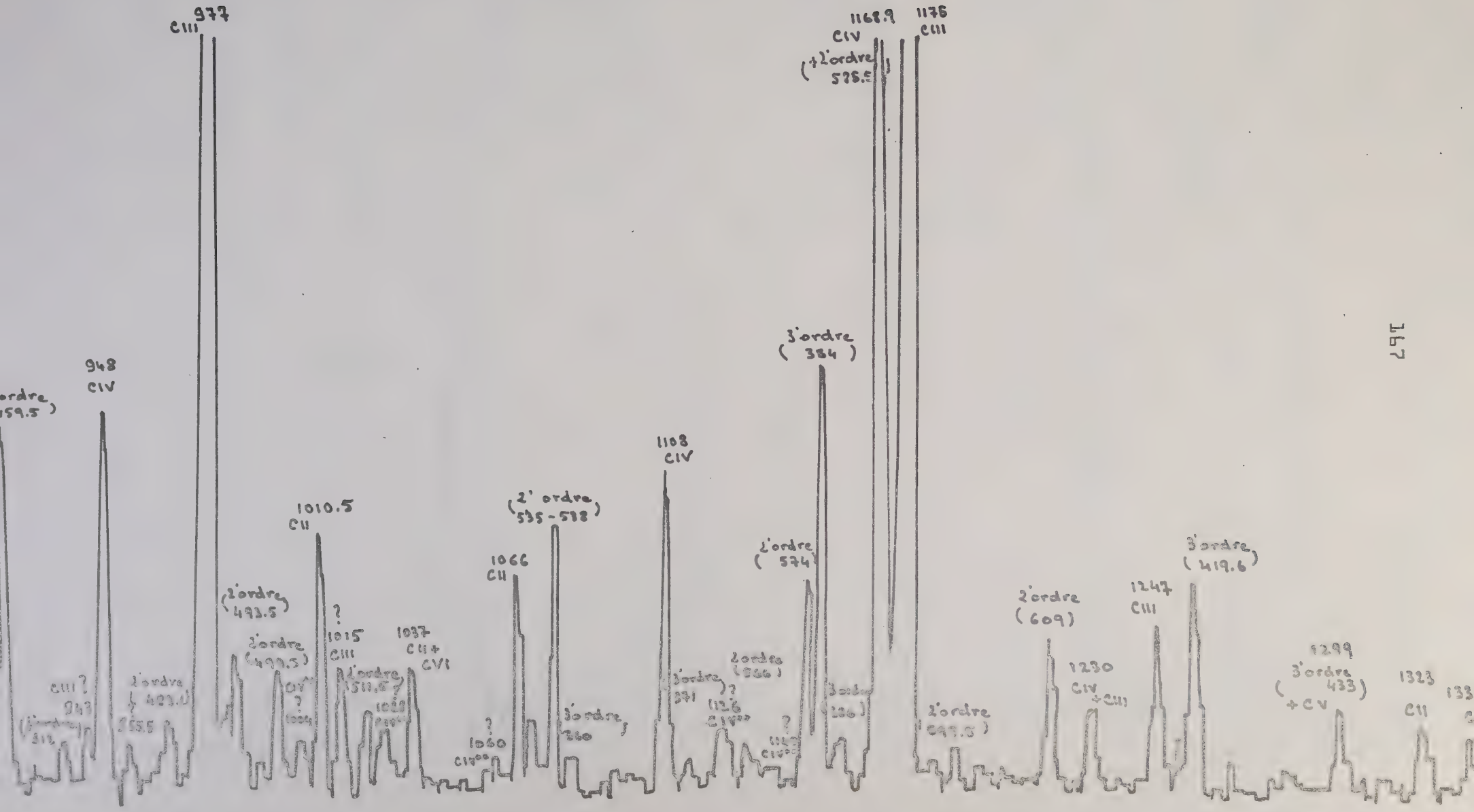


C+→C 0,4 MeV Figure 30bis

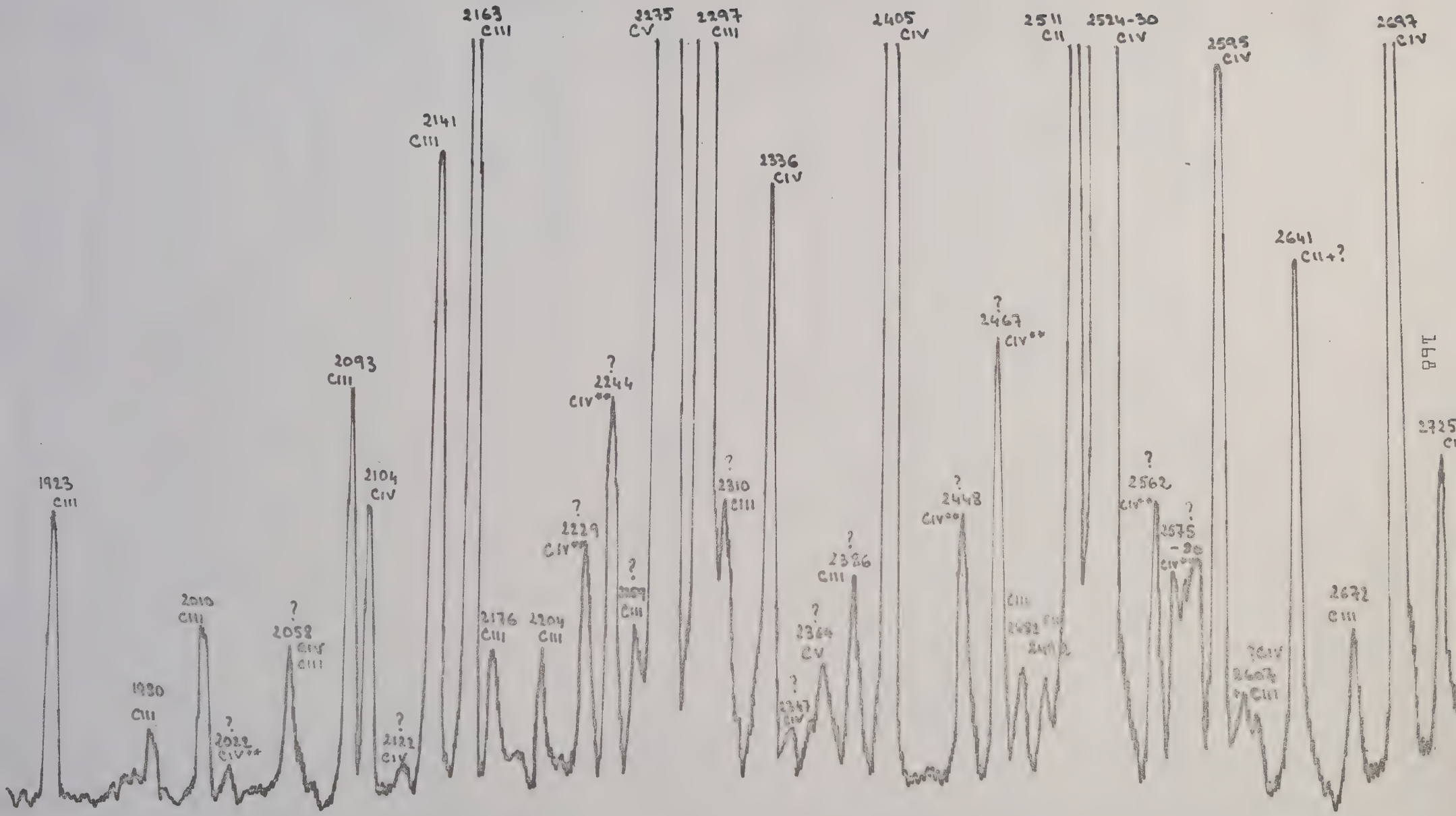


C+→C 2 MeV

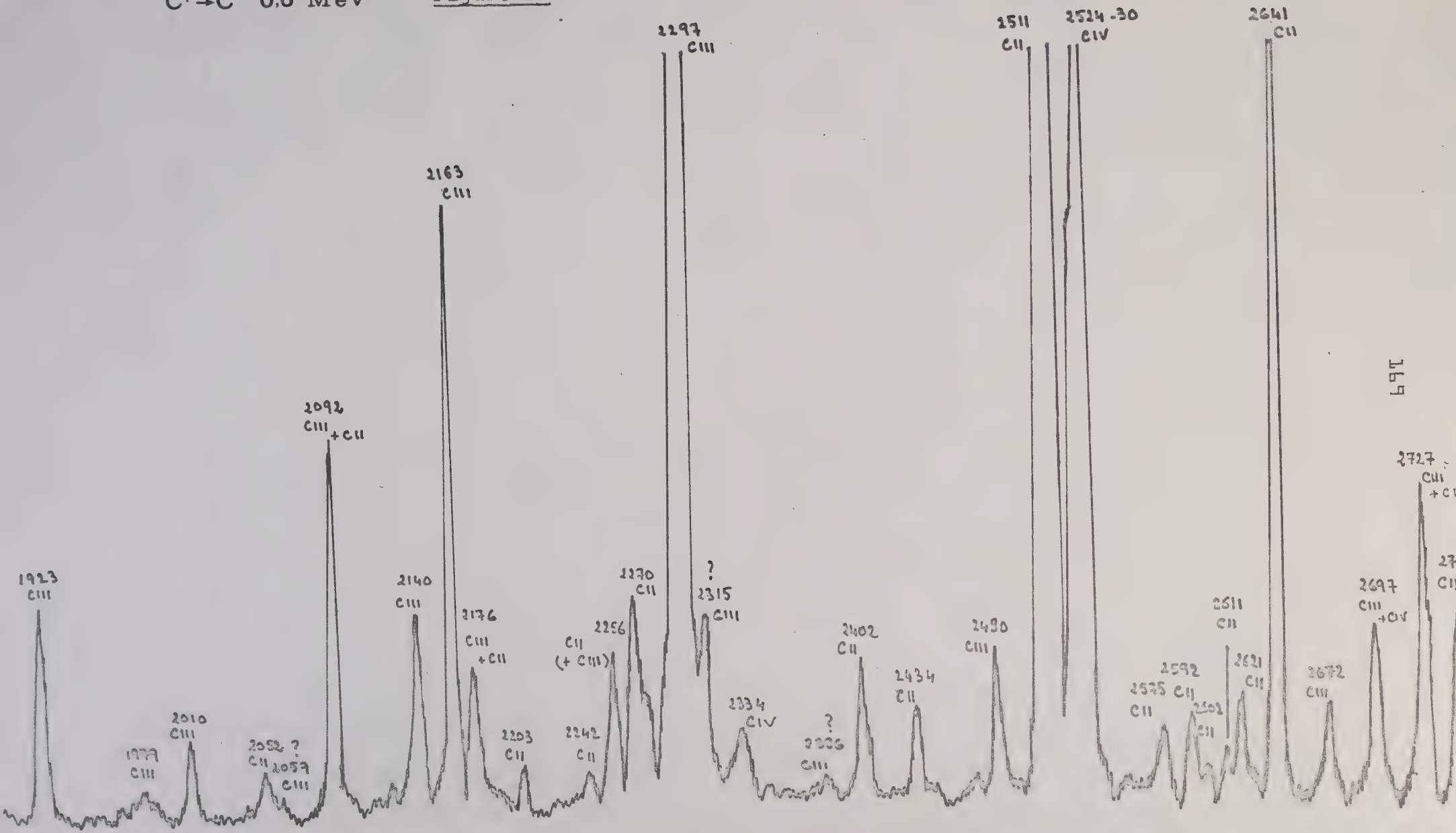
Figure 29ter



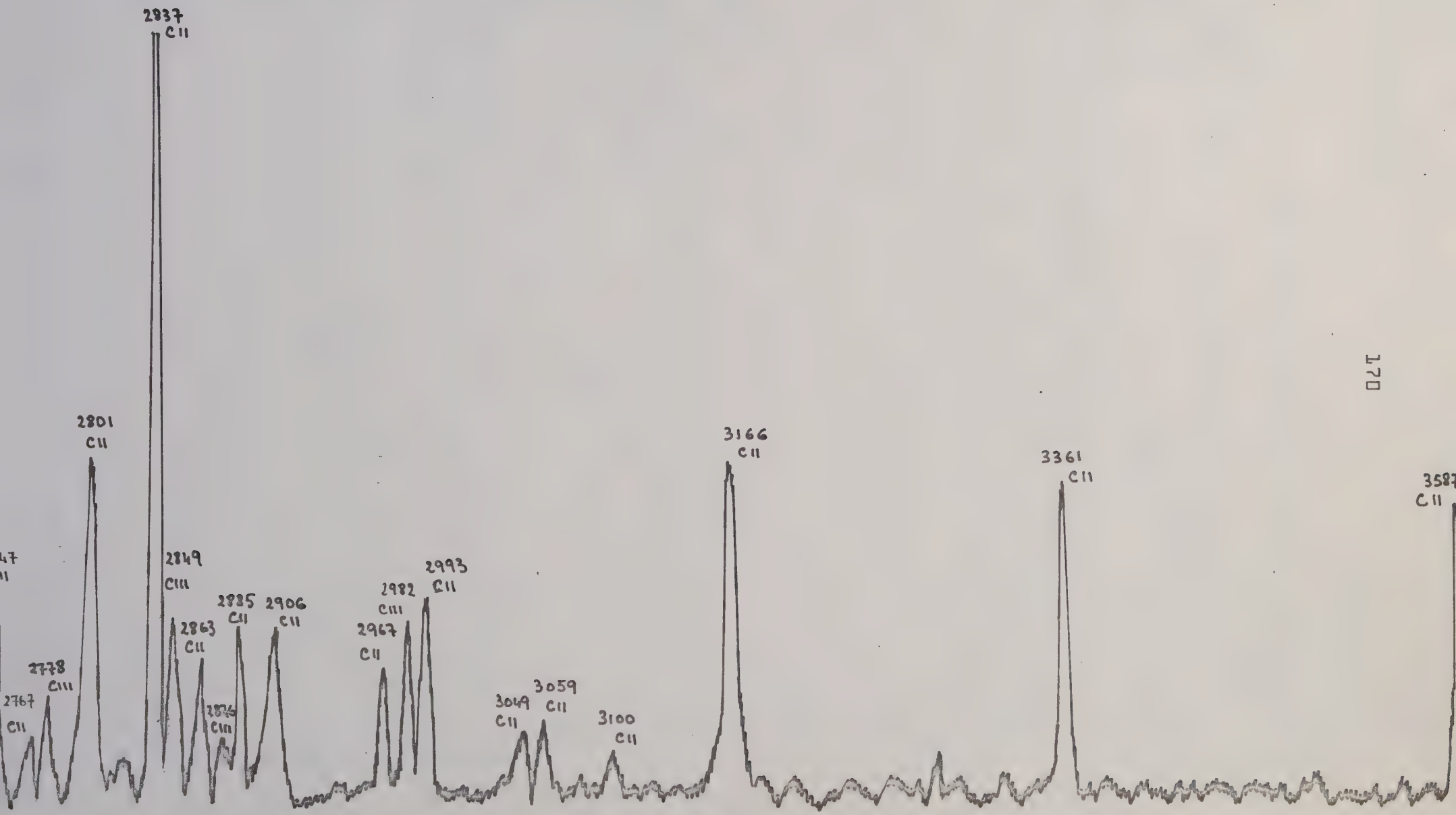
$C^+ \rightarrow C$ 1,8 MeV Figure 31



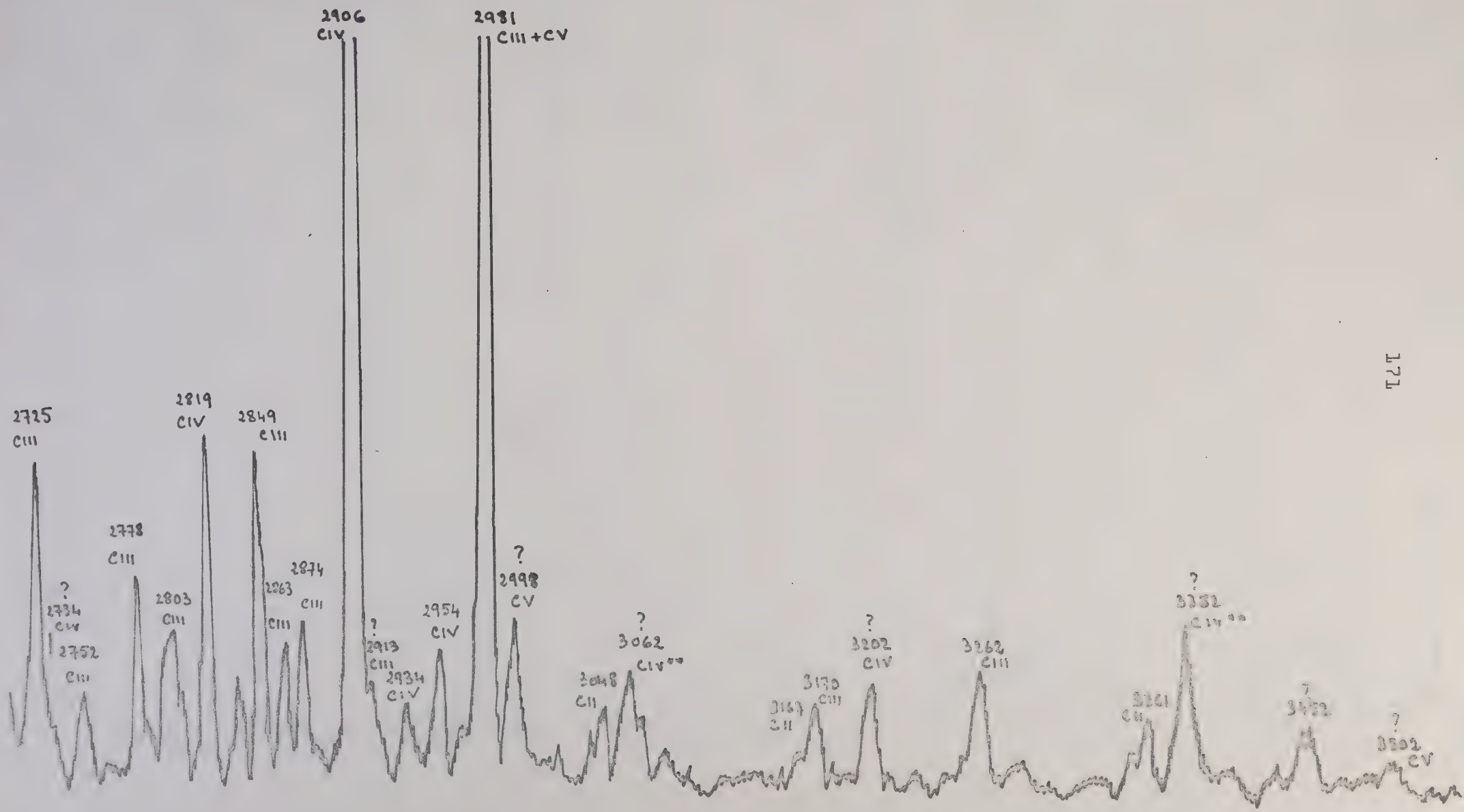
$C^+ \rightarrow C$ 0.6 MeV Figure 32



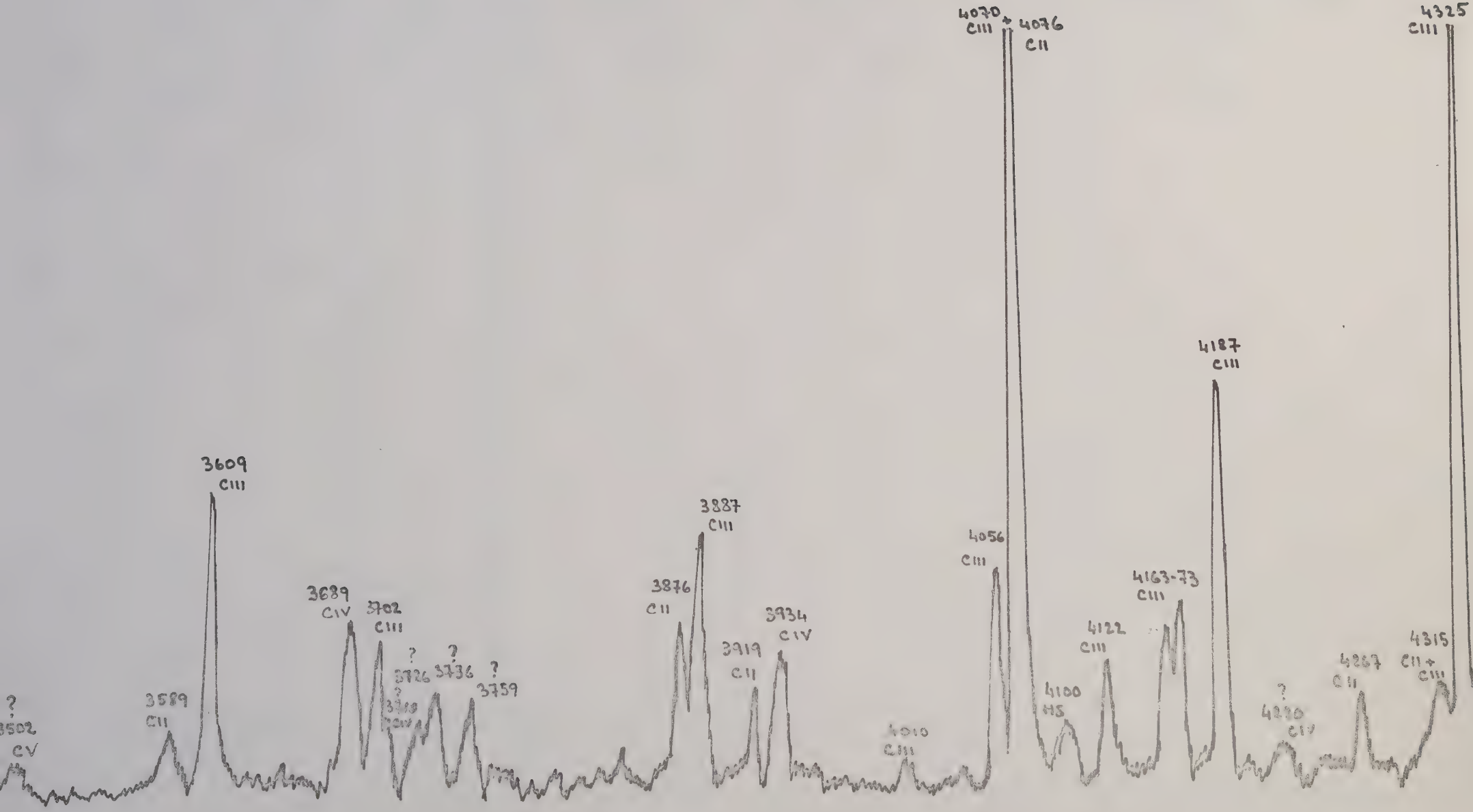
C+→C 0,6 MeV Figure 32bis



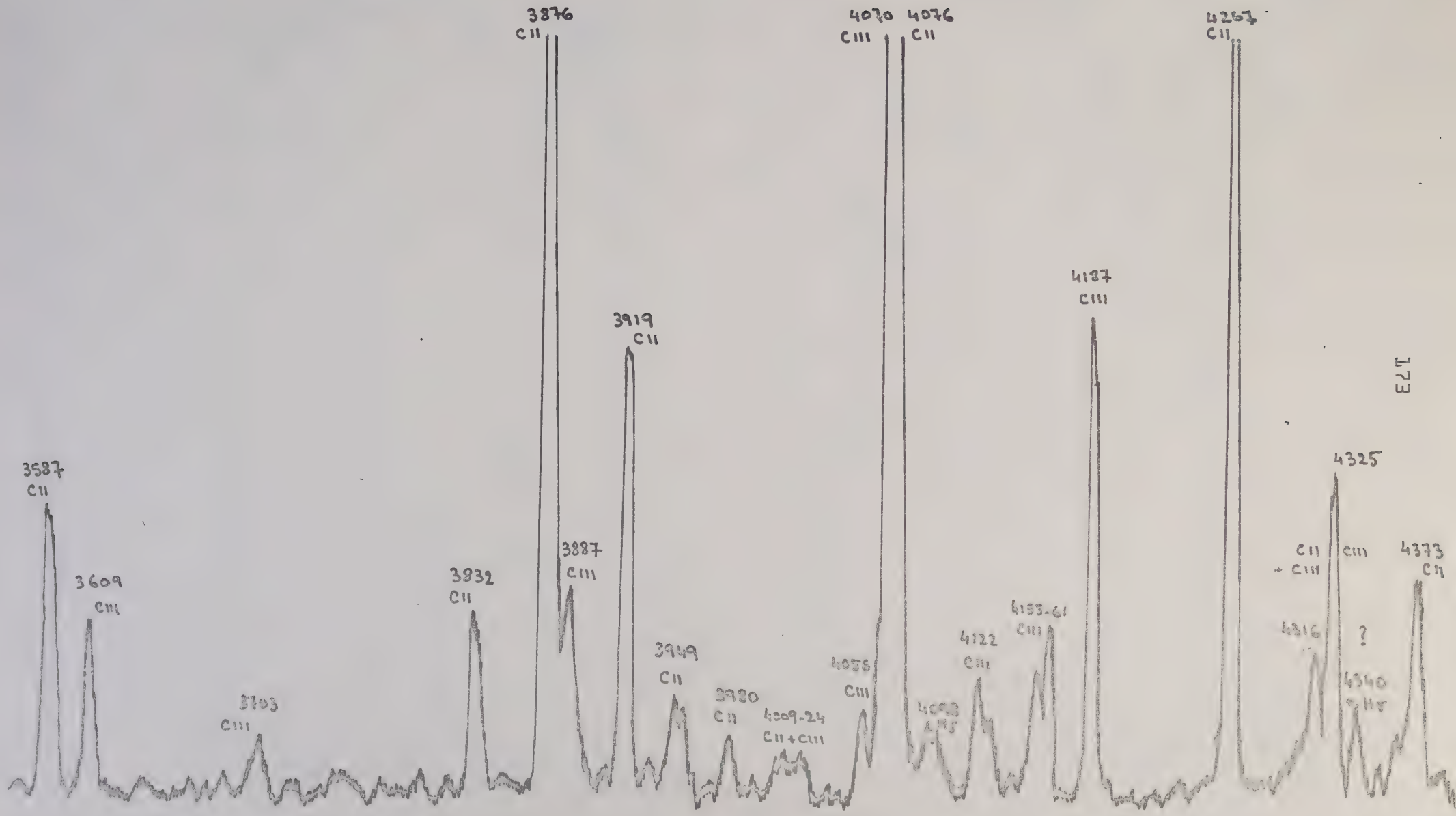
C+→C 1,8 MeV Figure 31bis

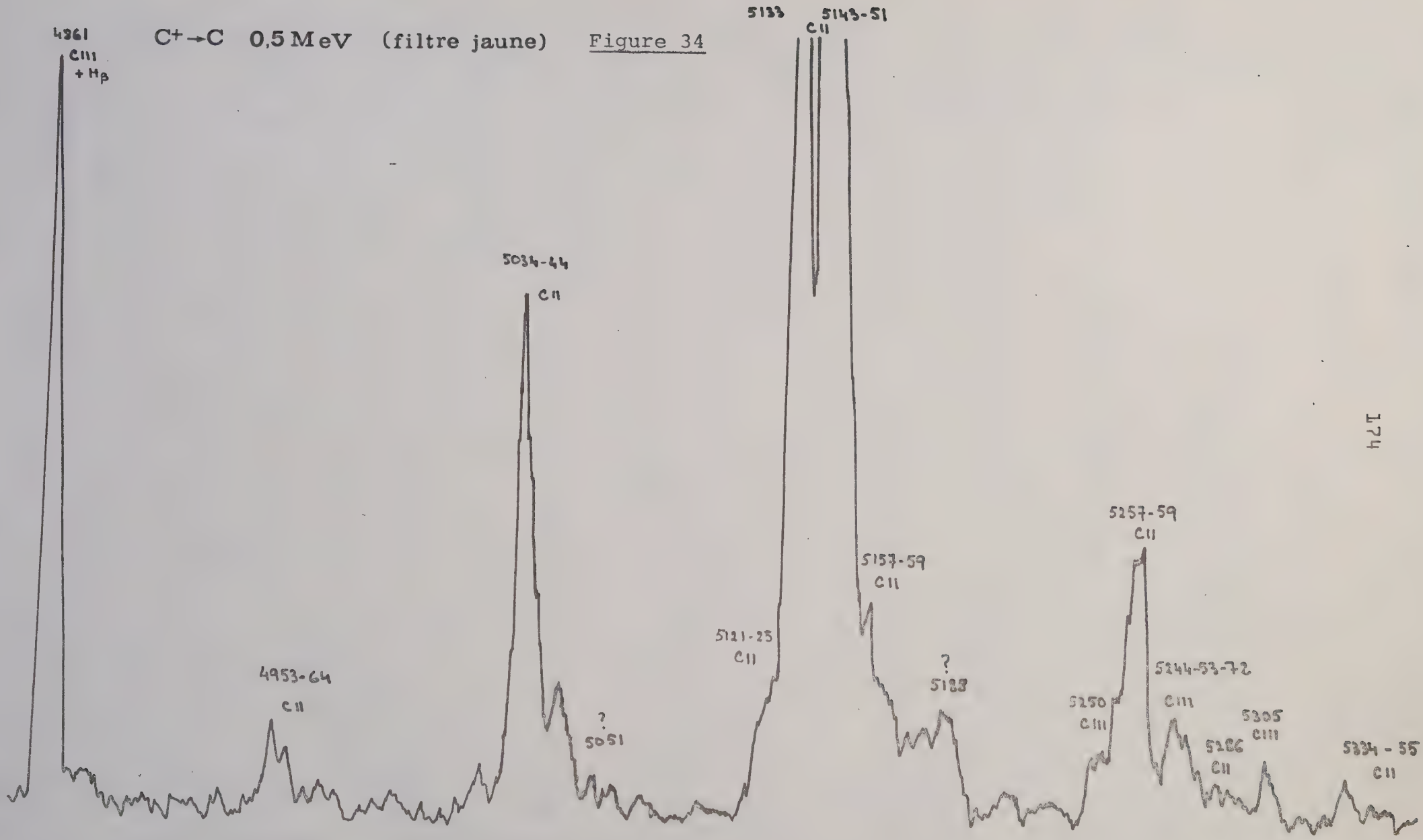


$C^+ \rightarrow C$ 1,8 MeV Figure 31ter

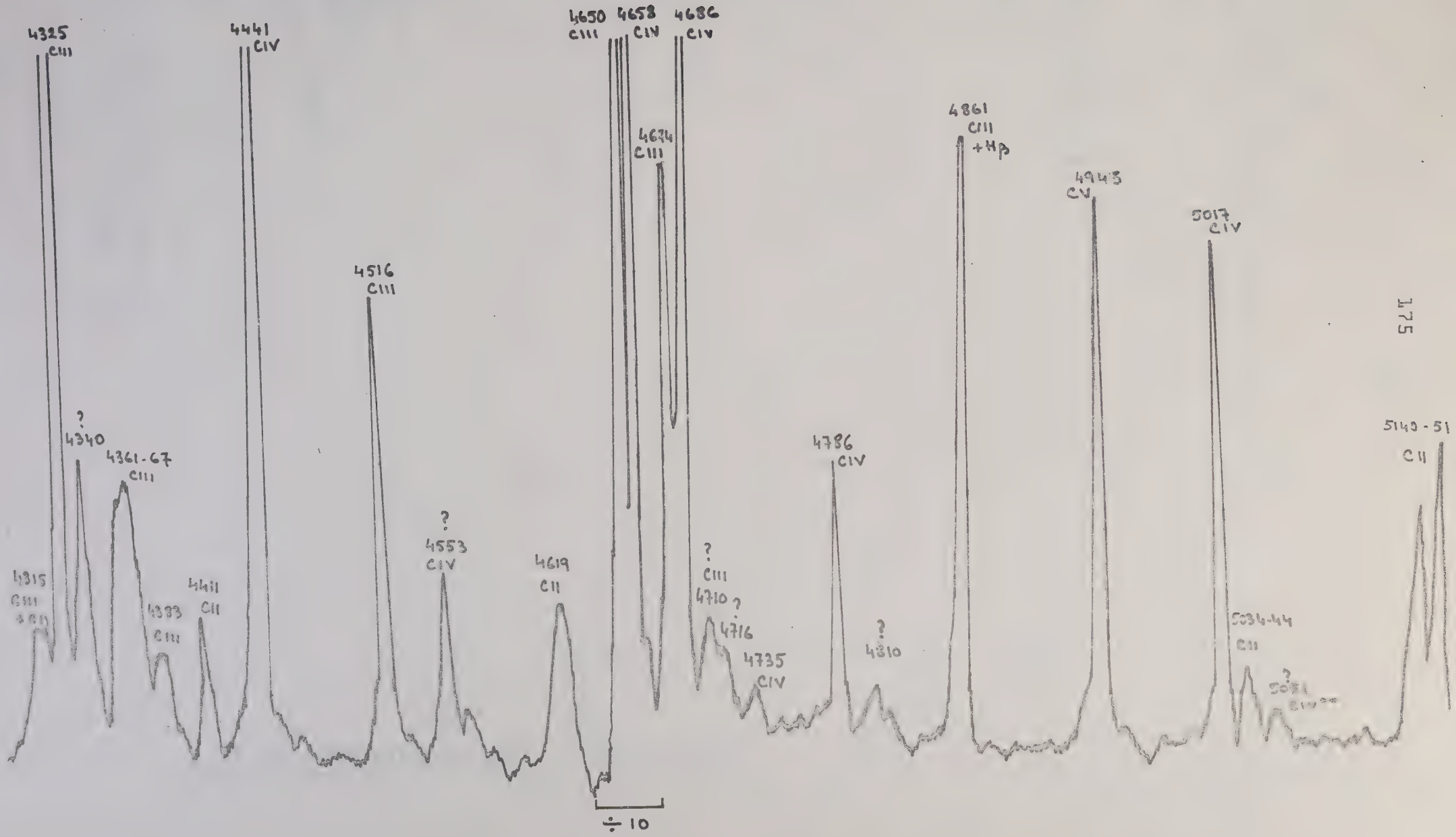


C+→C 0,6 MeV Figure 32ter

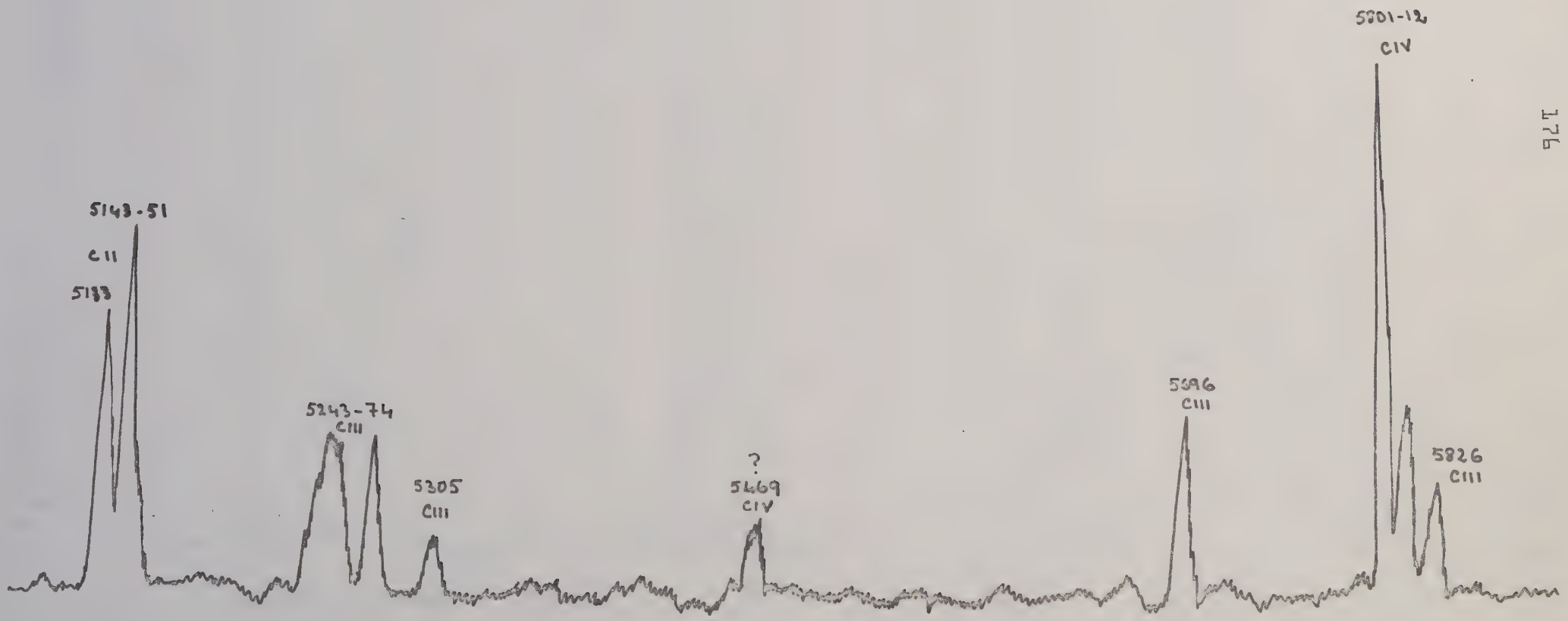



C+→C 0,5 MeV (filtre jaune) Figure 34
4361
C III
+ Hβ
4953-64
C II
5034-44
C II
?
5051
5121-25
C II
5133
C II
5143-51
5157-59
C II
?
5188
5250
C III
5257-59
C II
5284-93-72
C III
5286
C II
5305
C III
5334-55
C II

$C^+ \rightarrow C$ 1.75 MeV (filtre) Figure 33



$C^+ \rightarrow C$ 1,75 MeV (filtre) Figure 33bis



C+→C 0,5 MeV (filtre) Figure 34bis

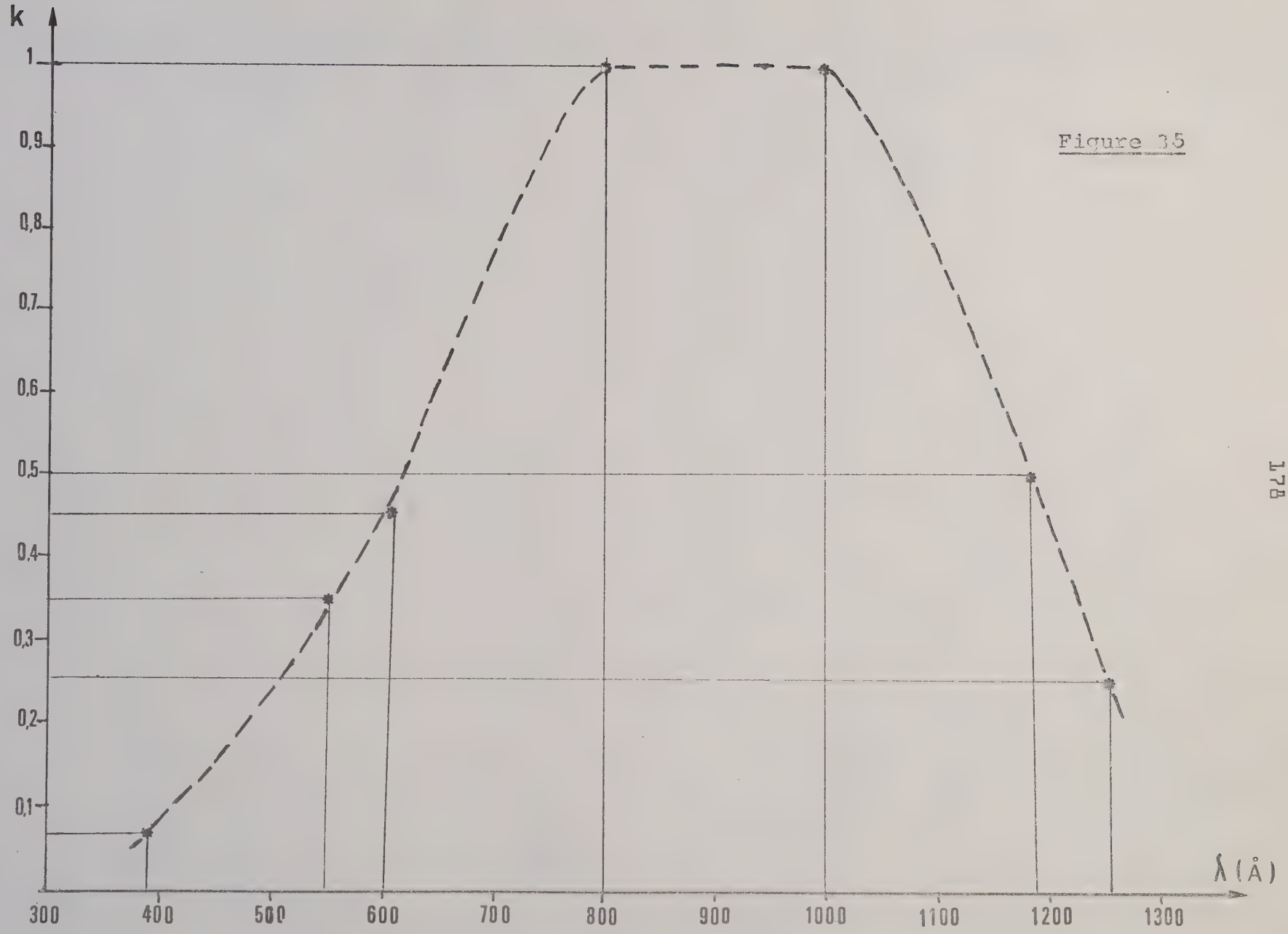

k
1
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
300
400
500
600
700
800
900
1000
1100
1200
1300
λ (Å)

Figure 35

APPENDICE 2 COURBE D'ETALONNAGE DE LA REGION 300-1300 Å

Nous avons cherché à construire une courbe d'étalonnage qui, bien qu'approximative, soit suffisamment correcte pour les mesures d'intensité que nous désirions faire.

Soit I l'intensité réelle d'une raie située à la longueur d'onde λ et soit I l'intensité mesurée sur nos spectres. Nous avons la relation: $k_\lambda I_\lambda = \mathit{I}_\lambda$ (k_λ mesure l'éfficacité quantique du dispositif expérimental pour la longueur d'onde λ.)

Nous avons du faire plusieurs hypothèses:

- Le reseau utilisé étant blazé à 900 Å, nous avons supposé que l'éfficacité du système optique était maximale pour cette longueur d'onde et nous avons posé pour $800 < \lambda < 1000$ Å, $k = 1$.
- Nous avons ensuite considèré que les probabilités de transition données par Nussbaumer (réf.1 et 2) pour les niveaux bas de C III et N III étaient exactes, ainsi que nous avons pu le vérifier pour certaines transitions de C III.

Lorsque deux raies sont issues d'un même niveau, le rapport de leurs intensités est:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n(o)\ A_{ik1}\ h\ \nu_1}{n(o)\ A_{ik2}\ h\ \nu_2} = \frac{A_{ik1}\ \lambda_2}{A_{ik2}\ \lambda_1}$$

Les données théoriques nous permettent de calculer I_1/I_2 et nous pouvons déterminer à partir de la théorie et des intensités lues sur le spectre:

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\mathit{I}_1}{\mathit{I}_2} \cdot \frac{I_2}{I_1} = \frac{\mathit{I}_1}{\mathit{I}_2} \cdot \frac{A_{ik2}\ \lambda_1}{A_{ik1}\ \lambda_2}$$

Nous avons pu trouver quatre couples de transitions se situant dans la région 300 - 1300 Å, nous en avons déduit les résultats suivants:

C III

- λ_1 = 386,2 Å A_{ik1} = 35,9 $10^8 s^{-1}$ $\frac{I_1}{I_2}$ = 11 $\frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_2}$ = 0,8 $\frac{k_1}{k_2}$ = 0,07
  λ_2 = 884 Å A_{ik2} = 7,42 $10^8 s^{-1}$

- λ_1 = 609 Å A_{ik1} = 26,2 $10^8 s^{-1}$ $\frac{I_1}{I_2}$ = 7,9 $\frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_2}$ = 3,5 $\frac{k_1}{k_2}$ = 0,45
  λ_2 = 784 Å A_{ik2} = 4,23 $10^8 s^{-1}$

- λ_1 = 554 Å A_{ik1} = 0,73 $10^8 s^{-1}$ $\frac{I_1}{I_2}$ = 1,7 $\frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_2}$ = 2,3 $\frac{k_1}{k_2}$ = 0,25
  λ_2 = 1257 Å A_{ik2} = 0,99 $10^8 s^{-1}$

N III

- λ_1 = 1006 Å A_{ik1} = 3,10 $10^8 s^{-1}$ $\frac{I_1}{I_2}$ = 0,5 $\frac{\mathcal{I}_1}{\mathcal{I}_2}$ = 1 $\frac{k_1}{k_2}$ = 0,5
  λ_2 = 1184 Å A_{ik2} = 7,45 $10^8 s^{-1}$

Compte-tenu de l'hypothèse de départ nous devons poser $k_{884} = k_{784} = k_{1006} = 1$. De là nous en déduisons les valeurs de $k_{386} = 0,07$, $k_{609} = 0,45$ et $k_{1184} = 0,5$. Il est alors possible d'extrapoler la valeur de $k_{554} = 0,35$ qui conduit à $k_{1257} = 0,25$

La Figure 35 illustre ces résultats.

BIBLIOGRAPHIE

1. Nussbaumer, communication privée
2. " , Ap.J. 170 93 (1971)

ANNEXES

a) *SPECTRA AND MEAN LIVES OF EXCITES TERMS IN CI, CII, CIII, CIV and*

Résumé - L'excitation par la méthode de la "Beam-foil" a été utilisée pour étudier les spectres du carbone entre 1100 Å et 7000 Å. Les raies observées ont été attribuées à CI, CII, CIII, CIV ou CV suivant la variation de leur intensité avec l'énergie du faisceau entre 0,18 et 2 MeV. Les durées de vie des niveaux supérieurs des transitions les plus intenses ont été mesurées et sont comparées avec les autres données expérimentales et théoriques quand cela est possible.

b) *BEAM-FOIL SPECTROSCOPY OF CARBON IN THE VACUUM ULTRAVIOLET*

Résumé - Les spectres des différents ions carbone CII-CV, obtenus par la méthode de la "Beam-foil", ont été étudiés entre 300 Å et 1300 Å dans la gamme d'énergie 0,4 MeV - 2 MeV. Onze nouvelles raies ont été identifiées. Les durées de vie de nombreux niveaux excités de CII, CIII, CIV et CV ont été mesurées et sont comparées avec les autres données expérimentales et théoriques.

c) *LIFETIME MEASUREMENTS OF CARBON IN THE EXTREME ULTRAVIOLET*

Résumé - L'étude par "beam-foil" des spectres du carbone a été étendue à l'extrême ultraviolet jusqu'à 180 Å. Les durées de vie des niveaux supérieurs des transitions les plus intenses de CIII, CIV et CV ont été mesurées et comparées avec les autres données expérimentales et théoriques.

d) *SPECTROSCOPY AND LIFETIME MEASUREMENTS IN THE EXTREME ULTRAVIOLET AT AN ENERGY OF 1.15 MeV/nucleon*

Résumé - Les spectres du carbone, de l'azote, de l'oxygène et du néon, obtenus à l'énergie de 1,15 MeV/nucléon, ont été étudiés dans le domaine de longueur d'onde de 30-1200 Å. Par comparaison de ces différents spectres de nombreuses raies nouvelles appartenant aux séquences isoélectroniques de l'hydrogène, de l'hélium et du lithium ont pu être identifiées. Les durées de vie des transitions les plus intenses des ions à 2 ou 3 électrons ont été mesurée

e) *QUARTET SYSTEM OF CIV*

J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. Vol. 11, pp. 1087–1100. Pergamon Press 1971. Printed in Great Britain

SPECTRA AND MEAN LIVES OF EXCITED TERMS IN C I, C II, C III, C IV AND C V

M. C. Poulizac, M. Druetta and P. Ceyzeriat

Laboratoire de Physique de l'Atmosphère, Faculté des Sciences de Lyon, 69 Villeurbanne, France

(*Received* 1 *June* 1970)

Abstract—The beam-foil excitation method has been used for the study of the carbon spectra between λ 1100 Å and λ 7000 Å. The observed lines have been classified in C I, C II, C III, C IV and C V according to their variation with the beam energy ranging from 0.18 to 2.0 MeV. The mean-lives of the upper states of the strongest transitions have been measured and are compared with other experimental and theoretical data when available.

I. INTRODUCTION

With the development of beam-foil spectroscopy,[1] the astrophysical interest of carbon spectra and atomic mean-lives has instigated several recent publications.[2–7] As early as 1968, we started in Lyon a systematic experimental investigation using a 2 MeV van de Graaff and a 150 KeV Sames accelerator. Our preliminary results were reported previously[8] and the good agreement with previously published data gave us confidence in the validity of our approach.

Since that time, we have extended the spectral range of our measurements so as to include the complete spectrum between λ 1100 Å and λ 7200 Å and we have recorded the decay of over 150 of the observed lines attributed to C I, II, III, IV, V. Simultaneously and independently, Bakken *et al.*[9] carried out a careful spectroscopic study of carbon ions which overlaps, in part, our observations. They were, however, unable to proceed with the corresponding mean-life measurement. On the other hand, the recent paper by Martinson *et al.*[10] confirms the good reproducibility of beam-foil measurement between λ 1000 Å and λ 2000 Å and extends the observation range down to λ 600 Å.

II. EXPERIMENTAL TECHNIQUE

A pure beam of monoenergetic singly ionized carbon ions was obtained on a conventional 2 MeV van de Graaff accelerator. Gaseous CO was introduced in the H.F. source and the C^+ ions were selected from the beam, using a 15° analyzing magnet. The residual pressure in the target chamber was kept lower than 10^{-5} torr. The beam intensity, after collection in a Faraday cup, ranged between 1 μA for the lowest energy (0.18 MeV) up to 5 μA for the highest (2.0 MeV). The targets were self-supporting carbon foils of thickness 10 $\mu g/cm^2$.

The radiation emitted by the beam downstream from the foil was analyzed between λ 1100 Å and λ 7200 Å. In the vacuum ultraviolet region, the light was collected by an LiF lens onto the entrance slit of a vacuum 0.35 m McPherson spectrometer equipped with a 1200 lines/mm grating blazed for 1500 Å and used in the first order. As a detector, the 541 F 08 Ascop electronmultiplier with a Cs–Te photocathode and an LiF window provided both low dark current and high quantum efficiency. Above 2000 Å, the previous equipment was replaced by quartz optics and a Czerny–Turner spectrometer (either the Spex 0.75 m or the Hilger 0.60 m) with a set of gratings blazed for 2500 Å or 5000 Å and E.M.I. photonmultipliers (6256 S and 9558 Q).

III. RESULTS

Line identification

A preliminary investigation of the spectrum of the light emitted along the beam path shows that neither the foil nor the residual gas makes any significant contribution to the emission. The Lyman and Balmer lines of hydrogen are, however, observed in the immediate vicinity of the foil (within 1 mm from the surface); they are interpreted as resulting from the excitation of impurities degasing from the foil under the beam impact.

A typical sample recording of the spectrum is shown on Fig. 1. In order to proceed with the charge-state and line identifications, we studied the dependence of the transition intensities on the incident beam energy. Such curves, as displayed on Fig. 2, clearly indicate that the characteristic lines of C II, C III and C IV are emitted with a maximum of intensity for three well separated values of the energy, respectively, 0.70, 1.15 and 2.0 MeV. However, the energy dependence of several observed lines does not obey such a regular pattern and they must consequently be interpreted as blending of two or several lines belonging to different charge-states. The line identification process was greatly simplified by the previously published classifications of Glad on C II[11] and Bockasten on C III[12] and C IV.[13] Nevertheless, a list of all of the allowed transitions in L.S. coupling between tabulated level, as calculated on the computer, also provided some useful informations.

Our final identifications are in general agreement with Bakken *et al.* results. The spectral resolution is better in their experiment because of a paraxial observation of the beam, which greatly reduces the Doppler broadening. However, a few lines in C II and C III with shorter lifetimes escaped their lists, since their experiments were carried out at 1 MeV far away from the optimal excitation conditions of the C IV spectrum (see Fig. 2).

We have listed in Table 1 the observed transitions which remain unidentified. They are generally weak lines and their charge-state identifications, as indicated in Table 1, are only tentative. It may be that some of these lines ascribed to C IV correspond to transitions between doubly excited quartet states of C IV which are metastable against autoionization. Such transitions have already been observed by beam-foil spectroscopy in LiI, which is isoelectronic with C IV.[14,15]

Nevertheless, our list of unidentified transitions is markedly different from Bakken's own list. For the reasons listed above, one should not be surprised to see more lines in our table. However, it is alarming to note that some of Bakken's lines are missing from our observation.

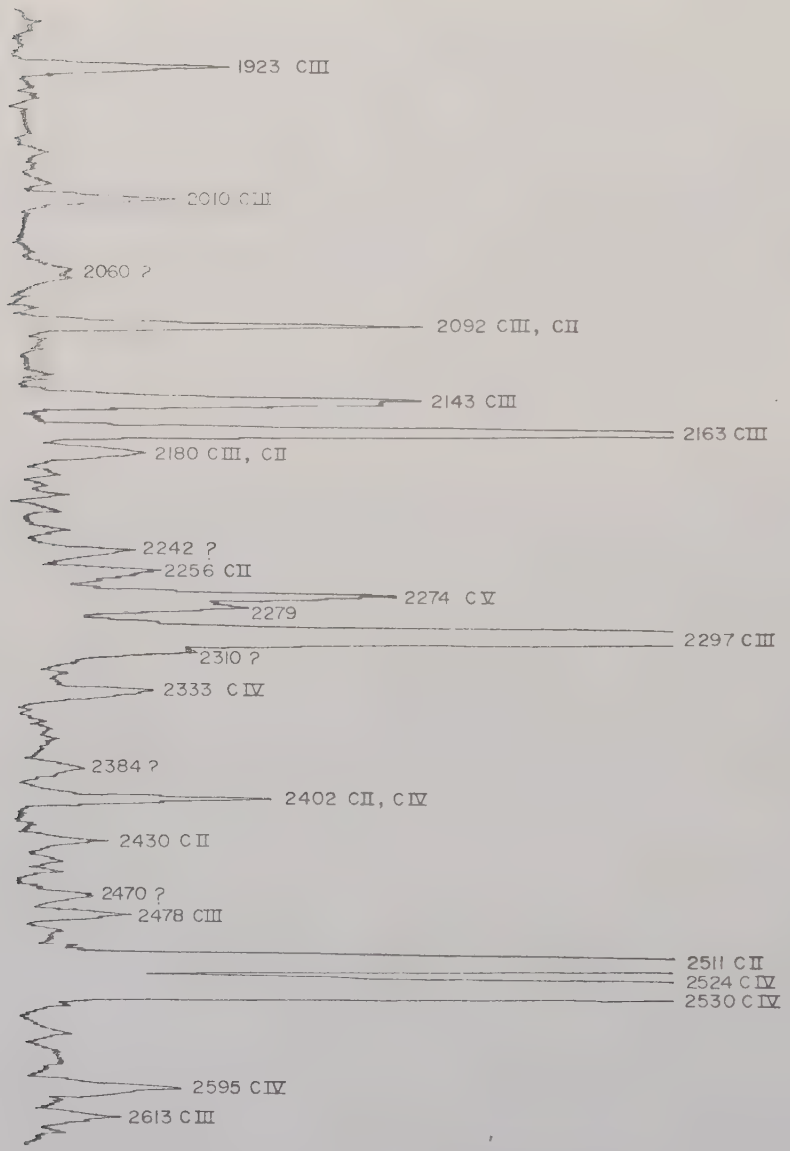


FIG. 1. Partial spectrum between λ 1900 and λ 2600 Å incident C^+ ion energy: 1 MeV.

Mean-life

The mean-life measurements were performed by continuous recording of the light decay along the beam as a function of the distance of the point of observation from the foil (varied between 0 and 25 cm). The curves of Fig. 2 were again useful in providing for each charge-state the best observational conditions. When the intensity was sufficient, however,

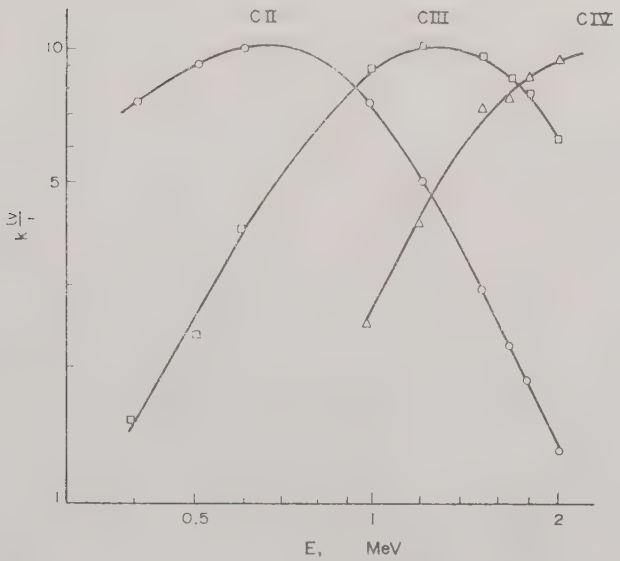


FIG. 2. Intensity variations of C II (3876 Å, 3920 Å), C III (3887 Å) and C IV (3935 Å) lines with the energy; I: intensity of the line; i: intensity of the beam current; v: C^+ ion velocity at the considered energy; K calibration constant.

TABLE 1. UNIDENTIFIED LINES

λ Å	Charge state
2060	C III–C IV
2208	C IV
2229	C IV
2243	C III–C IV?
2310	C III–C IV
2367	C IV
2384	?
2447	C IV
2470	C III or C IV
2560	C IV
2570	C IV
2584	
3000	C IV
3201	C IV
3383	C III or C IV
3452	C IV
3735	C III or C IV
3757	C IV
3842	C IV
3913–17	C III or C IV
4083	C III
4098	C III
4460	C III or C IV
4552	C III or C IV
4947	C V (very strong)
5183	C II or C III
5469	C IV

we carried out several measurements on the same line at different ion velocities in order to rule out possible errors in the beam-energy measurements or parasite influence of undetected blending of lines belonging to different charge-states. In each case, corrections for the energy losses in the foil were carried out according to (16).

The influence of other sources of experimental error, such as excitation by the residual gas or unpredictable aging of the foil, is probably negligible. Consequently, the main uncertainty on the final results arises from possible misinterpretation of the experimental data and the accuracy of the mean-life measurement relies heavily on the superposition or cascade corrections. Their validity cannot be established on general principle and depends on the relative intensity of the different contributions as well as their relative decay constants. For most measured levels a 20 per cent reasonable error bar should take this effect into account. For some lines, as indicated in the following tables, the uncertainty on the mean-lives of their upper level may be larger because of blending.

Some typical decay curves are plotted in Fig. 3 and their decomposition in exponentials is indicated. In Tables 2, 3, 4, 5 we listed the observed lines of C I, C II, C III, C IV, and C V transitions with a rough estimate of the relative strength of the corresponding signals obtained with our detection system. The mean-life of the upper state is also indicated and compared with other experimental data whenever possible.[2-7,10,17]

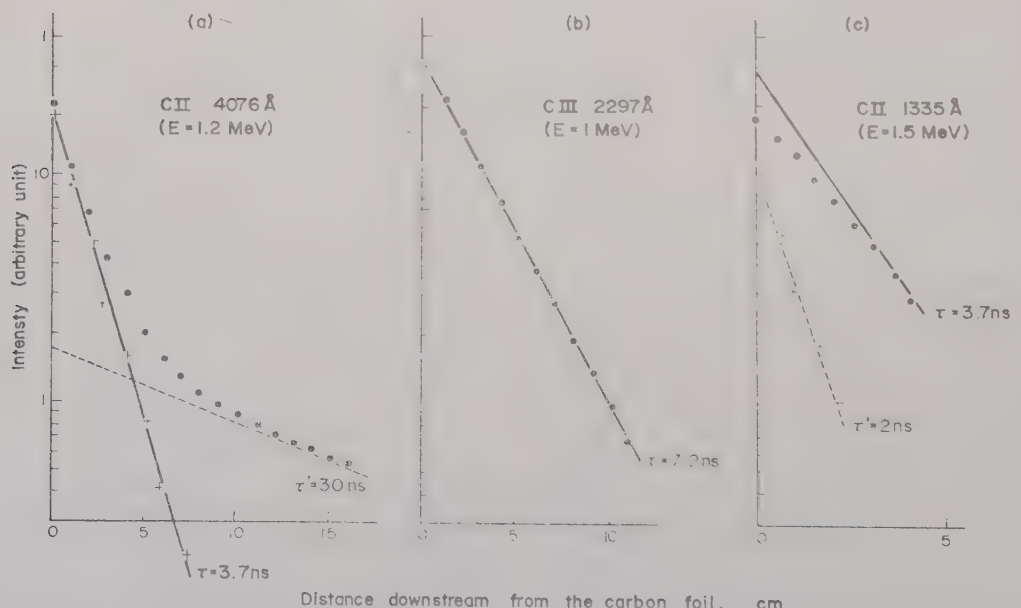


FIG. 3. Decay curves of the light intensity versus the distance downstream from the foil. Experimental measurements: (a)—4076 Å C II line; the experimental decay curve is the sum of two exponentials. Their slopes give the lifetime of the upper level of the 4076 Å transition and the lifetime of the whole cascade effects occurring for this level. (b)—2297 Å C III line; no cascade has been observed for this very strong line. The decay curve is purely exponential. (c)—1335 Å C II line; the upper level of the lines ($2s2p^2\ ^2D$) is populated by the 1324 Å transition which has a lifetime of 2 *ns*. The decay curve is the difference of two exponentials which correspond to the $2s\,2p^2\ ^2D$ upper level and the $2p^3\ ^2D$ level (2 *ns*).

TABLE 2. OBSERVED TRANSITIONS AND LIFETIMES IN C I

λ Å	Transitions		Intensity	τ 10^{-9} s	
	Lower level	Upper level		This work	Other measurements
1261	$2s^2\,2p^2\,{}^3P$	$2s^2\,2p(^2P^\circ)3d\,{}^3P^\circ$	W		
1278	$2s^2\,2p^2\,{}^3P$	$2s^2\,2p(^2P^\circ)3d\,{}^3D^\circ$	W		
1561	$2s^2\,2p^2\,{}^3P$	$2s\,2p^3\,{}^3D^\circ$	S	7.3	7.5 (5) 7.3 (7)
1657	$2s^2\,2p^2\,{}^3P$	$2s^2\,2p(^2P^\circ)3s\,{}^3P^\circ$	W		
1930	$2s^2\,2p^2\,{}^1D$	$2s^2\,2p(^2P^\circ)3s\,{}^1P^\circ$	W		

W: weak, M: medium, S: strong, V.S.: very strong.

TABLE 3. OBSERVED TRANSITIONS AND LIFETIMES IN C II

λ Å	Transitions		Intensity	τ 10^{-9} s	
	Lower level	Upper level		This work	Other measurements
1324	$2s\,2p^2\,{}^2D$	$2p^3\,{}^2D^\circ$	VS	2	1.85 (10)
1335	$2s^2\,2p\,{}^2P^\circ$	$2s\,2p^2\,{}^2D$	VS	3.7*	3.9 (5) 4.1 (17)
2092	$2s\,2p\,3s\,{}^4P^\circ$	$2s\,2p\,4p\,{}^4D$	M (b)	(12)	
2137	$2s^2\,3p\,{}^2P^\circ$	$2s^2\,5d\,{}^2D$	W		
2174	$2s^2\,3s\,{}^2S$	$2s^2\,4p\,{}^2P^\circ$	W		
2256	$2s\,2p\,3p\,{}^4P$	$2s\,2p\,5d\,{}^4D^\circ$	W		
2270	$2s\,2p\,3p\,{}^4D$	$2s\,2p\,5s\,{}^4P^\circ$	W		
2402	$2s^2\,3p\,{}^2P^\circ$	$2s^2\,5s\,{}^2S$	W		
2434	$2s\,2p\,3d\,{}^4F^\circ$	$2s\,2p\,6f\,{}^4G$	W		
2511	$2s\,2p^2\,{}^2P$	$2p^3\,{}^2D^\circ$	VS	2.1	2.1 (4) 2.5 (6)
2575	$2s^2\,3d\,{}^2D$	$2s^2\,6f\,{}^2F^\circ$	W		
2592	$2s\,2p\,3p\,{}^2P$	$2s\,2p\,4d\,{}^2D^\circ$	M (b)	(9)	
2621	$2p^3\,{}^2D^\circ$	$2s\,2p\,3p\,{}^2D$	W		
2641	$2s\,2p\,3p\,{}^4D$	$2s\,2p\,4d\,{}^4F^\circ$	S	13.5*	12.3 (4)
2728	$2s\,2p\,3s\,{}^2P^\circ$	$2s\,2p\,4p\,{}^2P$	W (b)		
2747	$2s^2\,3p\,{}^2P^\circ$	$2s^2\,4d\,{}^2D$	M (b)	(1.2)	
2767	$2s\,2p\,3p\,{}^4S$	$2s\,2p\,4d\,{}^4P^\circ$	W		
2801	$2s\,2p\,3d\,{}^4F^\circ$	$2s\,2p\,5f\,{}^4_{\frac{1}{2}}G$	M (b)	(4.6)*	
2837	$2s\,2p^2\,{}^2S$	$2s^2\,3p\,{}^2P^\circ$	S	9.9	9.5 (4)
2861	$2s\,2p\,3d\,{}^4D^\circ$	$2s\,2p\,5f\,{}^4D$	W (b)		
2885	$2s\,2p\,3d\,{}^4D^\circ$	$2s\,2p\,5f\,{}^4_{\frac{1}{2}}F$	M	3*	
2910	$2s\,2p\,3p\,{}^4P$	$2s\,2p\,4d\,{}^4P^\circ$	W (b)		
2968	$2s\,2p\,3p\,{}^4P$	$2s\,2p\,4d\,{}^4D^\circ$	W		
2992	$2s^2\,3d\,{}^2D$	$2s^2\,5f\,{}^2F^\circ$	M	6*	
3167	$2p^3\,{}^2D^\circ$	$2s\,2p\,3p\,{}^2P$	M (b)	2.4	
3361	$2s^2\,3d\,{}^2D$	$2s^2\,5p\,{}^2P^\circ$	S	5.2	
3590	$2s\,2p\,3p\,{}^4D$	$2s\,2p\,4s\,{}^4P^\circ$	S	2	
3832–36	$2s^2\,4p\,{}^2P^\circ$	$2s\,2p\,3p\,{}^2D$	M	2.5	
3876	$2s\,2p\,3d\,{}^4F^\circ$	$2s\,2p\,4f\,{}^4_{\frac{1}{2}}G$	VS	3.5*	3.6* (4)
3920	$2s^2\,3p\,{}^2P^\circ$	$2s^2\,4s\,{}^2S$	S	2.9	2.3* (4)
3945–52	$2s\,2p\,3d\,{}^4F^\circ$	$2s\,2p\,4f\,{}^4_{\frac{1}{2}}F$	S	4.25	
3979	$2s\,2p\,3d\,{}^4D^\circ$	$2s\,2p\,4f\,{}^4_{\frac{1}{2}}D$	W		

TABLE 3—*continued*

λ Å	Transitions		Intensity	$\tau 10^{-9}$ s	
	Lower level	Upper level		This work	Other measurements
4076	$2s\,2p\,3d\,^4D^\circ$	$2s\,2p\,4f\,^{\frac{4}{2}}F$	VS	3.7*	3.3* (4)
4267	$2s^2\,3d\,^2D$	$2s^2\,4f\,^2F^\circ$	VS	3.8*	3.6* (4)
4307	$2s^2\,4p\,^2P^\circ$	$2s^2\,7s\,^2S$	W		
4316–27	$2s\,2p\,3p\,^4P$	$2s\,2p\,4s\,^4P^\circ$	W (b)	2	
4372	$2s\,2p\,3d\,^4P^\circ$	$2s\,2p\,4f\,^{\frac{4}{2}}D$	M (b)	4.5*	
4411	$2s\,2p\,3d\,^2D^\circ$	$2s\,2p\,4f\,^{\frac{4}{2}}F$	S	(3.4*)	
4619	$2s\,2p\,3d\,^2F^\circ$	$2s\,2p\,4f\,^2G$	S	3.5*	
5032–36	$2p^3\,^2P^\circ$	$2s\,2p\,3p\,^2D$	M	2.3	
5133–51	$2s\,2p\,3s\,^4P^\circ$	$2s\,2p\,3p\,^4P$	VS	11.3	11.8* (4)
5256–59	$2s\,2p\,3d\,^4F^\circ$	$2s\,2p\,4p\,^4D$	M (b)	(15)	
5536	$2s^2\,4s\,^2S$	$2s^2\,5p\,^2P^\circ$	M	5	
5648–63	$2s\,2p\,3s\,^4P^\circ$	$2s\,2p\,3p\,^4S$	M	17	
5890	$2s^2\,3d\,^2D$	$2s^2\,4p\,^2P^\circ$	M	2.5	
6578–83	$2s^2\,3s\,^2S$	$2s^2\,3p\,^2P^\circ$	M	10.5	
6787	$2s\,2p\,3s\,^4P^\circ$	$2s\,2p\,3p\,^4D$	M	26*	
7113–30	$2s\,2p\,3p\,^4D$	$2s\,2p\,3d\,^4F^\circ$	M	12*	

W: weak.
M: medium.
S: strong.
VS: very strong.
*: corrected for cascade.
(b): blended.
Uncertainty of the values in parentheses is larger than 20 per cent because of blending.

TABLE 4. OBSERVED TRANSITIONS AND LIFETIMES IN C III

λ Å	Transitions		Intensity	$\tau 10^{-9}$ s	
	Lower level	Upper level		This work	Other measurements
1176	$2s\,2p\,^3P^\circ$	$2p\,2p\,^3P$	VS	0.90*	
1247	$2s\,2p\,^1P^\circ$	$2p\,2p\,^1S$	S	0.45*	0.58 (10)
1428	$2s\,3p\,^3P^\circ$ $2s\,3s\,^3S$	$2p\,3p\,^3P$ $2p\,3s\,^3P^\circ$	W		
1580	$2s\,3d\,^3D$	$2p\,3d\,^3F^\circ$	W		
1923	$2s\,3d\,^3D$	$2s\,4f\,^3F^\circ$	M	1.5*	1.6* (10)
1979	$2p\,3d\,^3D^\circ$	$2p\,4f\,^3F$	W		
2010	$2s\,3p\,^3P^\circ$	$2s\,4s\,^3S$	M	0.45*	0.56*(10)
2092	$2s\,3d\,^3D$	$2s\,4p\,^3P^\circ$	S (b)	(3.5*)	
2142	$2p\,3p\,^3P$ $2p\,3d\,^3D^\circ$	$2p\,4s\,^3P^\circ$ $2p\,4p\,^3P$	S (b)		
2163	$2s\,3d\,^1D$	$2s\,4f\,^1F^\circ$	S	1*	
2177	$2s\,3d\,^1D$	$2s\,4p\,^1P^\circ$	W (b)		
2297	$2s\,2p\,^1P^\circ$	$2p\,2p\,^1D$	VS	7.2	9.3 (4) 8.1 (6) 7.4 (3)

TABLE 4—*continued*

λ Å	Transitions		Intensity	$\tau\ 10^{-9}$ s	
	Lower level	Upper level		This work	Other measurements
2385†	$2p\ 3d\ 3P^\circ$	$2p\ 4p\ ^3D$	W		
2481	$2s\ 4p\ ^3P^\circ$	$2s\ 6d\ ^3D$	W		
2610–15	$2s\ 3d\ ^3D$	$2p\ 3s\ ^3P^\circ$	W		
2672	$2s\ 4d\ ^3D$	$2s\ 6f\ ^3F^\circ$	M	2.7*	
2697	$2s\ 4p\ ^3P^\circ$	$2s\ 6s\ ^3S$	M (b)		
2726	$2s\ 4f\ ^3F^\circ$	$2s\ 6g\ ^3G$	M (b)	(3.8)*	
2750	$2s\ 4p\ ^1P^\circ$	$2s\ 6d\ ^1D$	W (b)		
2778	$2s\ 4f\ ^1F^\circ$	$2s\ 6g\ ^1G$	M	2.9*	
2800	$2p\ 3p\ ^3D$	$2s\ 6f\ ^3F^\circ$	M	2.3*	
2848	$2p\ 3s\ ^1P^\circ$	$2p\ 3p\ ^1S$	M	1.3*	
2864	$2s\ 4d\ ^1D$	$2s\ 6f\ ^1F^\circ$	W (b)		
2875	$2s\ 4s\ ^3S$	$2s\ 5p\ ^3P^\circ$	W		
2910†	$2p\ 4d\ ^3D^\circ$	$2p\ 6p\ ^3P$	M		
2982	$2s\ 3d\ ^1D$	$2p\ 3s\ ^1P^\circ$	M	0.93*	
3170	$2s\ 4s\ ^1S$	$2s\ 5p\ ^1P^\circ$	M (b)		
3262	$2s\ 4s\ ^3S$	$2p\ 3d\ ^3P^\circ$	M	2.5	
3461†	$2p\ 4p\ ^3D$	$2p\ 5d\ ^3P^\circ$	S	5	
3609	$2s\ 4p\ ^3P^\circ$	$2s\ 5d\ ^3D$	S	0.50	
3703	$2p\ 3p\ ^1P^\circ$	$2p\ 3d\ ^1P$	M	7.8*	
3887	$2s\ 4d\ ^3D$	$2s\ 5f\ ^3F^\circ$	S	1.2*	
4056	$2s\ 4d\ ^1D$	$2s\ 5f\ ^1F^\circ$	S	0.3*	
4069	$2s\ 4f\ ^3F^\circ$	$2s\ 5g\ ^3G$	VS (b)	3.3*	
4121	$2s\ 4p\ ^1P^\circ$	$2s\ 5d\ ^1D$	S	0.82*	
4155–61	$2p\ 3p\ ^3D$	$2s\ 5f\ ^3F^\circ$	S	1.0*	
4187	$2s\ 4f\ ^1F^\circ$	$2s\ 5g\ ^1G$	S	3.6	
4315	$2p\ 4d\ ^3D^\circ$	$2p\ 5f\ ^3F$	W (b)		
4326	$2p\ 3s\ ^1P^\circ$	$2p\ 3p\ ^1D$	S	0.53	
4361–67	$2p\ 4f\ ^3F$	$2p\ 5g\ ^3G^\circ$	S	0.7*	
4385	$2s\ 4d\ ^2D$	$2s\ 5p\ 3P^\circ$	S	0.9*	
4516	$2s\ 4p\ ^3P^\circ$	$2s\ 5s\ ^3S$	S	1.3*	
4649	$2s\ 3s\ ^3S$	$2s\ 3p\ ^3P^\circ$	VS (b)	13.5	14.8* (4)
4667–74	$2p\ 3s\ ^3P^\circ$	$2p\ 3p\ ^3P$	W	0.7*	
4860	$2s\ 5d\ ^3D$	$2s\ 7f\ ^3F^\circ$	W (b)		
5251–74	$2p\ 3s\ ^3P^\circ$	$2p\ 3p\ ^3S$	M (b)	2.3	
5305	$2s\ 5f\ ^3F^\circ$	$2s\ 7g\ ^3G$	W		
5696	$2s\ 3p\ ^1P^\circ$	$2s\ 3d\ ^1D$	W	0.3	
5826	$2s\ 4d\ ^1D$	$2p\ 3d\ ^1F^\circ$	W		

† These radiations have not been reported on BOCKASTEN's list.[12]
W: weak, M: medium, S: strong, VS: very strong.
(b): Blended.
* Corrected for cascade.
Uncertainty of the values in parentheses is larger than 20 per cent because of blending.

IV. DISCUSSION

CI transitions (see Table 2)

The lowest available energy of the C^+ ion beam was still too high to favor the excitation of neutral carbon and only the strongest C I lines appeared. Their weak intensity prevented meaningful lifetime measurement except for the $2s\ 2p^3\ ^3D^\circ$ level. In this case, the agreement with other results[5,7] is perfect.

TABLE 5. OBSERVED TRANSITIONS AND LIFETIMES IN C IV AND C V

λ Å	Transitions		Intensity	τ 10^{-9} s			τ 10^{-9} s
	Lower level	Upper level		This work	Other measurements		Theoretical
C IV							
1549	$2s\ ^2S$	$2p\ ^2P°$	VS	4.0	3.36 (2)		3.8
					3.9 (10)		
2104	$4s\ ^2S$	$5p\ ^2P°$	W	0.7*			0.59
2335	$5f\ ^2F°$	$8g\ ^2G$	M (b)	(3)* (11)			3.7
	$5d\ ^2D$	$8f\ ^2F°$					2.2
2405	$4p\ ^2P°$	$5d\ ^2D$	M (b)	0.4*			0.25
2524	$4d\ ^2D$	$5f\ ^2F°$	M	0.65*			0.55
2530	$4f\ ^2F°$	$5g\ ^2G$	M	1			0.92
2595	$4d\ ^2D$	$5p\ ^2P°$	S (b)	0.6*			0.59
2698	$4p\ ^2P°$	$5s\ ^2S$	S (b)	0.7*			0.64
2819	$5p\ ^2P°$	$7d\ ^2D$	M	0.6*			0.64
2905	$5f\ ^2F°$	$7g\ ^2G$	M (b)	2.5*			2.4
2935	$5d\ ^2D$	$7p\ ^2P°$	W				0.13
2954	$5p\ ^2P°$	$7s\ ^2S$	W				—
3690	$6f$	$9f$	M				—
3935	$5s\ ^2S$	$6p\ ^2P°$	S	0.85			0.92
4440	$5p\ ^2P°$	$6d\ ^2D$	S	0.65			0.42
4646	$5d\ ^2D$	$6f\ ^2F°$	M (b)	(1)			0.71
4658	$5g\ ^2G$	$6h\ ^2H°$	M (b)	(2)*			2.4
	$5g\ ^2G$	$6f\ ^2F°$		(0.7*)			0.71
4665†	$5f\ ^2F°$	$6d\ ^2D$	W (b)				0.42
4686	$6g\ ^2G$	$8f\ ^2F°$	M (b)	(3.2*)(11)			2.2
	$6f\ ^2F°$	$8g\ ^2G$					3.7
	$6h\ ^2H°$						
4787	$5d\ ^2D$	$6p\ ^2P°$	S	1*			0.92
5018	$5p\ ^2P°$	$6s\ ^2S$	S	1*			1.01
5801–12	$3s\ ^2S$	$3p\ ^2P°$	S	0.3			0.22
C V							WEISS[23]
	$1s\ 2s\ ^3S$	$1s\ 2p\ ^3P°$			16 (17)		17.7
2271	$J = 1$	$J = 0, J = 1$	VS	14			
2277	$J = 1$	$J = 2$	VS	16.5			

W: weak, M: medium, S: strong, VS: very strong.
*: corrected for cascade.
(b): Blended.
Uncertainty of the values in parentheses is larger than 20 per cent because of blending.

CII transitions (see Table 3)

Forty-eight lines are observed and identified. We measured the lifetime of 33 of these. Blending has been detected in several cases. For example, the radiation observed at λ 4411 corresponds to the unresolved transitions: $2s\,2p\,3d\ ^2D°$–$2s\,2p\,4f\ ^4F$ and $2s\,2p\,3d\ ^2D°$–$2s\,2p\,4f\ ^2F$. In another typical case, the weak λ 2092 Å C II line ($2s\,2p\,3s\ ^4P°$–$2s\,2p\,4p\ ^4D$) is mixed with a C III line but becomes dominant under 0.5 MeV. Its decay curve is then to be decomposed into two exponentials and the component with the longer decay constant may be attributed to the C II level. There remain, however, several ambiguities such as the radiation at λ 2641 Å which does not decrease with the energy as rapidly as other C II

191

lines do. This result indicates a blending with a line corresponding to another state of charge which cannot be positively identified.

Great care has been given to the interpretation of cascade corrections. In some favorable cases, this leads to a useful cross-check of our results. For example, in Fig. 4 we display a partial level scheme of the doublet system. From the $2p^3\ ^2D^\circ$ level arise two lines at

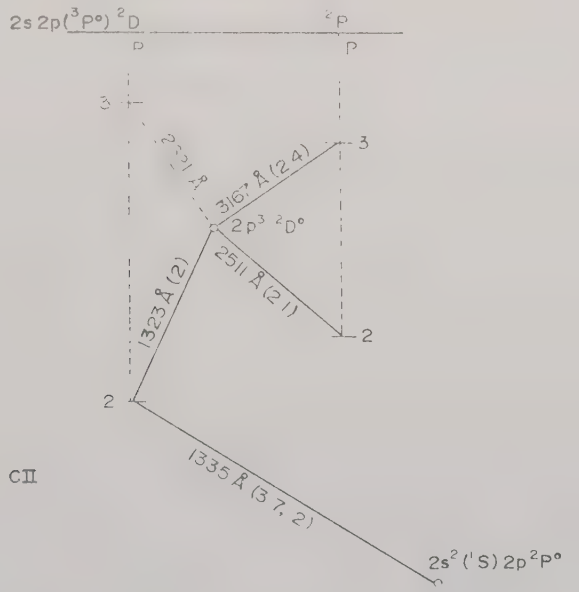


FIG. 4. Partial level diagram of C II (doublet system).

λ 1323 Å and λ 2511 Å. They appear to be cascade free since the intensities of the λ 2621 Å and λ 3167 Å populating transitions are negligible compared to the strong depopulating transitions. The mean-life of the $2p^3\ ^2D^\circ$ level is measured to be 2 ns. The λ 1323 Å transitions should then bring an important cascade contribution to the $2s\,2p^2\ ^2D$. Quite consistently, the decay curve of the λ 1335 Å line shows a short decay constant component associated with a 2 ns mean-life.

The higher levels of the C II transition diagram are populated by several cascades and, in most cases, it has been impossible to decompose the decay curves into all of their components. For lack of a better approximation, one must then rely on a two level model, no special physical significance being attributed to the cascading level. For example, in Fig. 5, the value of the constant of the second exponential for the 7113–30 Å line ($2s\,2p\,3d\,4F^\circ$) is 5.6 ns; this last value is a weighted average of the lifetimes of the λ 3876 Å (3.5 ns), λ 2801 Å (4.7 ns), λ 3945–52 Å (4.2 ns) and λ 5256–59 Å (15 ns) transitions. Likewise, the lower level of the λ 7113–30 Å (τ = 12 ns), λ 2641 Å (τ = 13.5 ns) and λ 3590 Å (2 ns) transitions is $2s\,2p\,3p\ ^4D$ which is the upper level of the 6787 Å transition. The analysis of that last decay leads to a lifetime of 26 ns and a cascade close to 10 ns. Finally, the comparison with other experimental results obtained by the same technique reveals general agreement which is in fact, better than what one could have expected from our conservative error estimate.

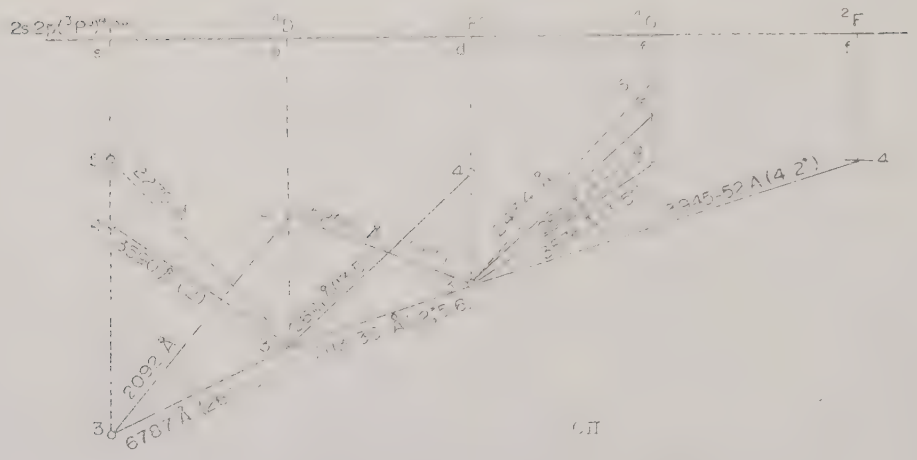


FIG. 5. Partial level diagram of C II (quadruplet system).

C III transitions (see Table 4)

Thirty-one mean-lives have been measured and the same general remarks apply again as for CII. The λ 2010 Å line offers a good example of a well interpreted cascade effect. The analysis of the decay curve leads to a mean-life of the $2s\,4s\,^3S$ upper level of 0.45 ns and a cascade with a decay constant corresponding to a 2 ns lifetime. However, the cascade for $2s\,4s\,^3S$ should arise from the $2s\,4s\,^3S$–$2p\,3d\,^3P^\circ$ transition and, indeed, the λ 3262 Å line is observed with a good intensity. It is cascade free and its measured mean-life is $\tau = 2$ ns.

In a few cases, the cascade effect is not very important despite the fact that the cascading transitions are observed with non negligible intensities. For example no cascade effect has been detected for the 4649 Å line upper level ($2s\,3p\,^3P$). Yet the cascade λ 2010 Å is recorded in our list but its intensity is 20 times weaker than that of λ 4649 Å and the mean-life of its upper level, $2s\,4s\,^3S$, is two order of magnitude smaller than that of $2s\,3p\,^3P$. The overall effect is then limited to a slight decrease of the decay curve of the λ 4649 during the first few tenths of a millimeter behind the foil.

C IV transitions (see Table 5)

All of the observed transitions are indicated on the level diagram of Fig. 6. The accuracy of the corresponding mean-life measurements is considerably reduced since the average τ is shorter than usual (of the order of 0.6 ns). Furthermore, the complexity of the cascading processes (which is apparent on Fig. 6) is increased by numerous superpositions due to the close spacing of the energy levels. There is almost no other experimental result available for comparison.

In order to obtain a better interpretation of our data, we carried out a transition-probability computation in the Bates and Damgaard approximation, using L.S. coupling. The results are listed in the last column of Table 5. The overall agreement with the experiment is striking and the interpretation of our observations is somewhat simplified. For example, the decay-curve components of the 2335 Å radiation ($5f\,^2F^\circ$–$8g\,^2G$ blended

TABLE 6. f VALUES

	Wavelength Å	f measured	f theoretical	Method (references)
C II	1335 (24)	0.116	0.12	WEISS[25]
	5133–51(26)	0.35	0.342	COULOMB approximation[23]
	5648–63(26)	0.094	0.104	—
	6787 (26)	0.44	0.424	—
C III	1176 (24)	0.224	0.26	Self consistent field
	1247 (24)	0.167	0.09	calculations WEISS[23]

with $5d\ ^2D$–$8f\ ^2F°$) and of the 4686 Å radiation ($6d\ ^2G$–$8f\ ^2F°$ blended with $6f\ ^2F°$–$8g\ ^2G$ and $6h\ ^2H°$–$8g\ ^2G$) should give the mean-lives of the $8f\ ^2F°$ and $8g\ ^2G$ states, and of their cascades. However, in both cases, we found only a two component decomposition with lifetimes of 3 ns and 11 ns. On the other hand, the computed values of the mean-lives of the $8g\ ^2G$ and $8f\ ^2F°$ are 3.7 ns and 2.2 ns, respectively. We then conclude that the 11 ns component must be attributed to a cascade process whereas the 3 ns component is an average of the two-level mean-lives.

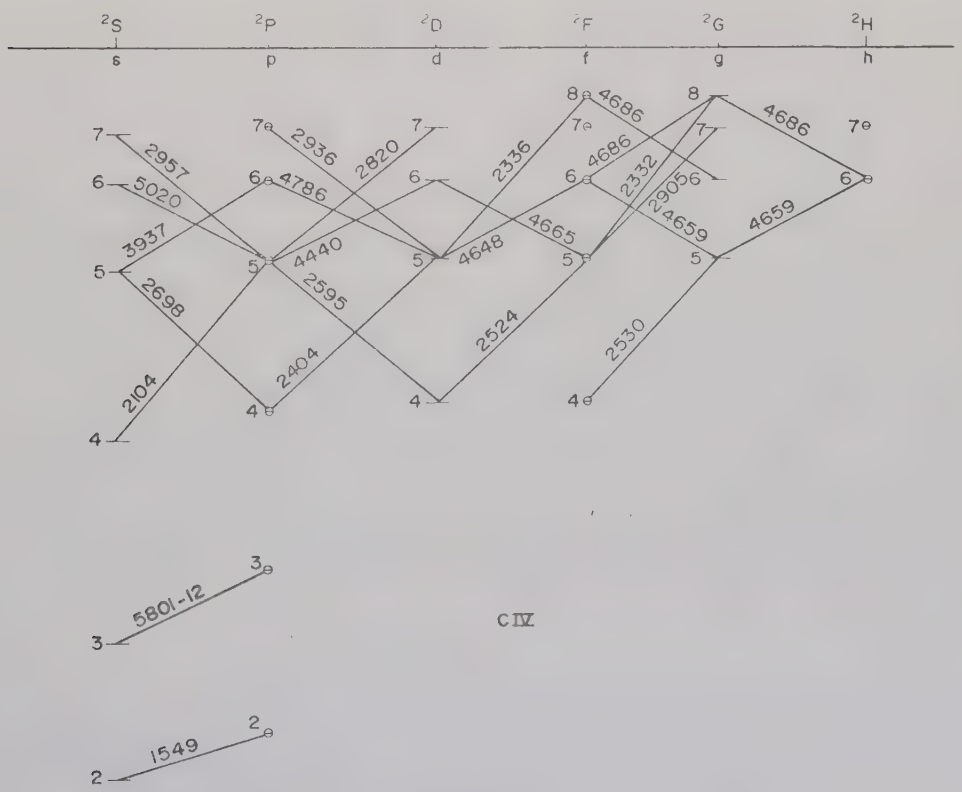


FIG. 6. Energy-level diagram of the observed transitions in C IV.

C V transitions (see Table 5)

On our spectrograms, the most intense ($J = 1$, $J' = 2$) component (2271 Å) of the $1s\,2s\,^3S$–$1s\,2p\,^3P^\circ$ multiplet is well separated from the two other components ($J = 1$, $J' = 1$) and ($J = 1, J' = 0$) which appear blended at λ 2277 Å. The lifetimes of the observed lines are 14 ns (λ 2271 Å) and 16.5 ns (λ 2277), respectively.

V. TRANSITION PROBABILITIES (see Table 6)

Further comparisons with theoretical computations are rarely feasible since WIESE's compilation[23] is still quite incomplete. In most cases, it is then impossible to deduce the theoretical lifetime from the published tables of f values. However, in a few favorable experimental cases, the transition probability is simply the inverse of the measured lifetimes and one may then proceed with a direct comparison.

VI. APPLICATIONS

It is well known that the spectra of neutral and ionized carbon are observed in the emission of hot stars such as the Wolf–Rayet of the WC sequence or type 0 stars.

A large number of the C I to C IV lines identified in such stellar spectra, have been excited in our beam-foil experiments. Among the many unidentified lines of type 0*f* stars two emission lines at λ 4486 Å and 4504 Å have been observed by SWINGS and STRUVE in 9 Sagittae[18] and subsequently in several other 0*f* stars. Our observations completed by DESESQUELLES' results,[19] clearly indicate that these lines do not belong to the carbon-ions spectra but rather to the spectrum of nitrogen (N III) (tentative identifications are given in Desesquelles' thesis).

Similarly, as diffuse emission line at 5806 Å is observed in several W.N. Wolf–Rayet stars. As pointed out by SWINGS,[20] and more recently by UNDERHILL,[21] the initial attribution of this line by BEALS,[22] to the $3p\,^3P$–$3d\,^3P^\circ$ transition of N IV must be rejected since the most intense component of the same multiplet at λ 5843 Å is not observed.

The results of beam-foil spectroscopy experiments confirm the new identification of the λ 5806 Å line with the $3s\,^2S$–$3p\,^2P^\circ$ transition of C IV. Indeed, the $3p\,^3P$–$3d\,^3P^\circ$ multiplet of N IV is very weak in Desesquelles' spectrum whereas the two components 5802–5812 Å of the doublet $3s\,^2S$–$3p\,^2P^\circ$ of C IV are classified as strong in our lists (see Table 5).

Finally, we may bring direct experimental evidence in favor of SWINGS' conjecture about the weak intensity of λ 4658 Å of C IV which is not observed in WN. stars. The $6h\,^2H^\circ$ level is 19 eV above the $3p\,2P^\circ$ level (upper level of the 5806 Å transition) and, although beam-foil excitation populates heavily high-lying levels, the observed intensity of the λ 4658 Å line is much weaker in our experiment than the intensity of λ 5802–5812 Å.

REFERENCES

1. S. BASHKIN, *Beam-foil Spectroscopy*. Gordon and Breach (1968).
2. K. BERKNER, W. S. COOPER III, S. N. KAPLAN and R. V. PYLE, *Phys. Lett.* **16,** 35 (1965).
3. B. K. CURNUTTE, W. S. BICKEL, R. GIRARDEAU and S. BASHKIN, *Phys. Lett.* **27A,** 680 (1968).
4. I. BERGSTRÖM, J. BROMANDER, R. BUCHTA, L. LUNDIN and I. MARTINSON, *Phys. Lett.* **28A,** 721 (1969).
5. J. BROMANDER, R. BUCHTA and L. LUNDIN, *Phys. Lett.* **29A,** 523 (1969).
6. E. H. PINNINGTON and C. C. LIN, *J. opt. Soc. Am.* **59,** 780 (1969).

7. D. J. PEGG, L. W. DOTCHIN and E. L. CHUPP, *Phys. Lett.* **31A**, 255 (1970).
8. M. C. POULIZAC, M. DRUETTA and P. CEYZERIAT, *Phys. Lett.* **30A,** 87 (1969).
9. G. S. BAKKEN, A. C. CONRAD and J. A. JORDAN Jr., *J. Phys. B* **2,** 1378 (1969).
10. I. MARTINSON and W. S. BICKEL, *Phys. Lett.* **31A,** 25 (1970).
11. S. GLAD, *Ark. Fys.* **7,** 7 (1952).
12. K. BOCKASTEN, *Ark. Fys.* **9,** 457 (1955).
13. K. BOCKASTEN, *Ark. Fys.* **10,** 567 (1956).
14. J. P. BUCHET, A. DENIS, J. DESESQUELLES and M. DUFAY, *Phys. Lett.* **28A,** 529 (1969).
15. W. S. BICKEL, I. BERGSTRÖM, R. BUCHTA, L. LUNDIN and I. MARTINSON, *Phys. Lett.* **178**, 118 (1969).
16. L. NORTHCLIFFE, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **13,** 67 (1963).
17. G. M. LAWRENCE and B. D. SAVAGE, *Phys. Rev.* **141,** 67 (1966).
18. P. SWINGS and O. STRUVE, *Appl. J.* **91,** 546 (1940).
19. J. DESESQUELLES, Thesis, Lyon (1970).
20. P. SWINGS, *Appl. J.* **95,** 115 (1942).
21. A. B. UNDERHILL, *B. A. N.* **19,** 173 (1967).
22. C. S. BEALS, *Victoria Publ.* **6,** 129 (1934).
23. W. S. WIESE, M. W. SMITH and B. M. GLENNON, *Atomic Transition Probabilities*, NSRDS. NBS.4 (1966).
24. M. C. POULIZAC and M. DRUETTA, *C.R. Acad. Sci. Paris*, **270** (1970).
25. W. L. WIESE and A. W. WEISS, *Phys. Rev.* **175,** 50 (1968).
26. M. DRUETTA, M. C. POULIZAC and J. DESESQUELLES, *J. opt. Soc. Am.* **60,** 143 (1970).

Physica Scripta. Vol. 4, 191–194, 1971

Beam-Foil Spectroscopy of Carbon in the Vacuum Ultraviolet

M. C. Poulizac and J. P. Buchet

Laboratory of Atmospherical Physics, University of Lyon 1, Villeurbanne, France

Received December 28, 1971

Abstract

Beam foil spectroscopy of carbon in the vacuum ultraviolet. M. C. Poulizac and J. P. Buchet (Université de Lyon 1, Laboratoire de Physique de l'Atmosphère, Villeurbanne, France).
Physica Scripta (*Sweden*) *4*, 191–194, 1971

Beam-foil spectra of the different carbon ions C II to C V have been studied between 300 Å and 1 300 Å in the energy range 0.4 MeV–2 MeV. Eleven new lines have been identified. The mean lives of numerous excited levels of C II, C III, C IV and C V have been measured and are compared with other experimental and theoretical data.

1. Introduction

The carbon spectra have been studied between 300 and 1 300 Å at beam energies of 0.5 to 2 MeV, in order to continue the extensive study of carbon [1] made at longer wavelengths between 1 100 Å and 7 000 Å. This region is especially interesting as many of the resonance transitions of the different ionic species are situated below 1 100 Å.

Mean lives of the more intense vacuum ultraviolet C II and C III lines have already been measured by Heroux [2]. Martinson and Bickel [3] made additional measurements down to 600 Å for C II, C III and C IV.

In this work we attempt to complete these previous results by meauring lifetimes of all the observed transitions of sufficient intensity (i.e. for fifty C II, C III and C IV lines and for one C V line). These lifetime measurements may lead to a better understanding of the spectrum of hot stars in which many lines of ionized carbon appear. The astrophysical inference of this work will be discussed in a further paper.

On the other hand, the behaviour of some oscillator strengths along isoelectronic sequences could be compared with the data of Smith and Wiese [4] for carbon and nitrogen ions taking into account our recent work on nitrogen [5].

2. Spectral analysis

A 1-m normal incidence Hilger spectrometer equipped with a 1 200 line/mm, platinum coated grating blazed at 900 Å in first order and a Bendix channeltron as detector has been used to investigate the wavelength range 300–1 300 Å. The experimental arrangement has been described in detail in a previous paper [5]. However in this experiment gaseous CO fills the source of the 2 MeV Van de Graaff accelerator.

Numerous spectra have been recorded at various energies between 0.4 and 2 MeV (Fig. 1). In the 300–1 300 Å wavelength region most of the well-known transitions [6] have been observed. Eleven lines of our spectra seem to have not been observed previously. In a first step, in order to identify the charge states of these lines we have compared their intensity variation versus the incident beam energy. Then study of the Grotrian diagrams of the different ions C II, C III, and C IV lead us to the tentative classifications given in Table I.

All the C II transitions tabulated by Kelly [6] have been observed except the weaker lines and the more intense transition $2s2p^{2\,2}D$–$2s2p3d^2F^\circ$ at 800 Å. (The intensity of the C IV line at 799 Å, very strong at 2 MeV, decreases with the energy and completly disappears at 0.4 MeV.)

Besides the already classified C III lines, six new ones have been observed. The $2p^{2\,3}P$–$2s6p^3P^\circ$ transition at 455 Å, the $2s3s^3S$–$2s5p^3P^\circ$ at 943 Å and the $2s3s^3S$–$2p3d^3D^\circ$ at 1 005 Å have been predicted by Moore [7] in her recent compilation on atomic energy levels and multiplet tables in carbon. However, besides these classifications for the two last lines other possible identifications are given in Table I. The 943 Å and 1 005 Å correspond probably to blending of the different multiplets.

Four newly observed lines may be ascribed to C IV transitions. For a beam energy of 2 MeV a line at 799 Å is predominant in our spectra. A classification of a predicted line at 799 Å is given in Ref. [7] as $3p^2P^\circ$–$5s^2S$ transition, but it seems more probable that this line corresponds principally to the $3d^2D$–$5f^2F^\circ$ transition, especially as the new lines at 682 Å and 627 Å may be ascribed to the $3d^2D$–$6f^2F^\circ$ and $3d^2D$–$7f^2F^\circ$ transitions respectively. Moreover the 660 Å line may be attributed to the $3p^2P^\circ$–$6d^2D$ transition. The behaviour of the strong C II line at 595 Å with the beam energy is probably disturbed at high beam energies by the $3d^2D$–$8f^2F^\circ$ C IV transition. A weak line at 1 230 Å remains present for the whole energy range. It is probably due to the blending of the C IV $3p^2P^\circ$–$4s^2S$ transition and another line of a lower charge state; three transitions are possible: C II $2s2p^{2\,2}S$–$2s2p3s^2P^\circ$; C III $2p3p^3P$–$2p5d^3P^\circ$ and $2p3d^3P^\circ$–$2p6p^3D$.

Only two C V transitions are observed; the $3d^3D$–$4f^3F^\circ$ at 749 Å and the very weak $3s^3S$–$4p^3P^\circ$ at 672 Å.

A line a 728 Å remains still unidentified, and is perhaps a line of C IV or C V.

3. Mean life measurements

In Table II are listed all our mean life measurements. Decay curves have been studied up to a distance of 15 cm downstream from the foil to assure good definition of long lived cascading processes. Most of the curves are decomposed into two or three exponentials: the cascade lifetimes and the replenishment ratio R, as defined by Curtis et al. [8] have been tabulated in other columns

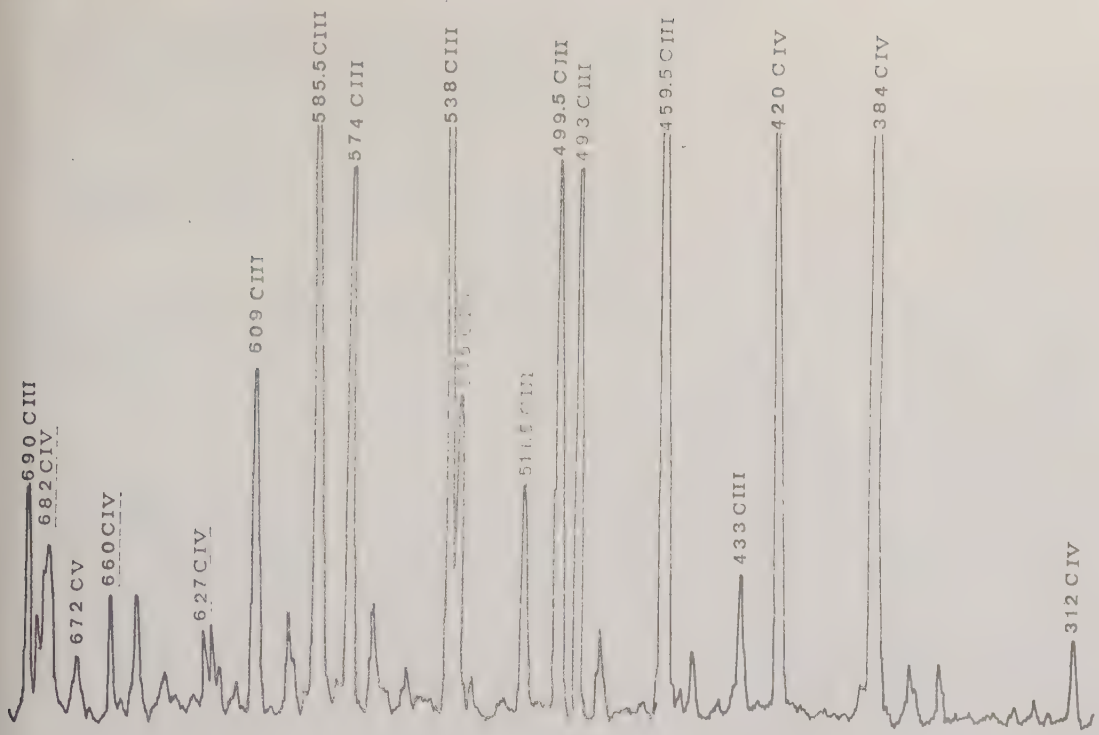


Fig. 1. Carbon spectra at the beam energy of 2 MeV in the wavelength range 300–700 Å.

Table I. *New lines*

λ (Å)	Intensity	Charge state	Transition
455	V.W	C III	$2p^{2}3P - 2s6p^{3}P^{\circ}$ [a]
627	V.W	C IV	$3d^{2}D - 7f^{2}F^{\circ}$
660	W	C IV	$3p^{2}P^{\circ} - 6d^{2}D$
682	W	C IV	$3d^{2}D - 6f^{2}F^{\circ}$
728	V.W	C IV or C V	
799	V.S	C IV	$3d^{2}D - 5f^{2}F^{\circ}$ ($3p^{2}P^{\circ} - 5s^{2}S$ [a])
816	V.W	C III	$2p^{2}3P - 2s3p^{3}P^{\circ}$
943	V.W	C III	$2s3s^{3}S - 2s5p^{3}P^{\circ}$ [a]; $2s3p^{3}P^{\circ} - 2s7d^{3}D$
1 004	V.W	C III	$2s3s^{3}S - 2p3d^{3}D^{\circ}$ [a]; $2s3s^{1}S - 2p3d^{1}P^{\circ}$ [a]; $2p3s^{3}P^{\circ} - 2p5p^{3}D$; $2p3s^{1}P^{\circ} - 2p5p^{1}P$
1 015	W	C III	$2s3p^{3}P^{\circ} - 2s6d^{3}D$ [a]
1 126	V.W	C III	$2s3d^{3}D - 2s6f^{3}F^{\circ}$

[a] Predicted by Moore [7].

Table II. *Lifetime measurements*

λ (Å)		Transition	Intensity	τ (ns)	Our results: τ cascade (ns)	Our results: R(o) [f]	Other experiments τ (ns)
532 [a]	C II	$2s^{2}2p^{2}P^{\circ} - 2s2p3d^{2}D$	M	1.94			
549.5		$2s^{2}2p^{2}P^{\circ} - 2s2p3p^{2}P$	M	2.0			
564.5 [a]		$2s2p^{22}P - 2s2p4d^{4}D^{\circ}$	M	0.36	0.7–6.2	0.21	
595		$2s^{2}2p^{2}P^{\circ} - 2s^{2}4d^{2}D$	M	0.54	3.6	0.15	0.60 [b]
641		$2s2p^{24}P - 2s2p3d^{4}P^{\circ}$	M	0.43	4.6	0.14	0.44 [c]
651		$2s2p^{24}P - 2s2p3d^{4}D^{\circ}$	S	0.22	4.7	0.081	0.31 [c]
687		$2s^{2}2p^{2}P^{\circ} - 2s^{2}3d^{2}D$	VS	0.37	5.5	0.13	0.24 [b]
807		$2s2p^{24}P - 2s2p3s^{4}P^{\circ}$	VS	0.69	18.6	0.21	0.81 [c]
809		$2s2p^{22}D - 2s2p3d^{2}D^{\circ}$	M	0.46	3.8	0.12	
858.5		$2s^{2}2p^{2}P^{\circ} - 2s^{2}3s^{2}S$	M	2.0	5.0	0.29	2.8 [c]
904		$2s^{2}2p^{2}P^{\circ} - 2s2p^{22}P$	VS	0.25	0.9–2.8	0.18	0.32 [b]
1 010		$2s2p^{24}P - 2p^{34}S^{\circ}$	VS	0.31			0.30 [b]
1 037		$2s^{2}2p^{2}P^{\circ} - 2s2p^{22}S$	VS	0.41	5.9	0.24	0.45 [b]
1 066		$2s2p^{22}D - 2p^{32}P^{\circ}$	VS	0.40	2.0	0.064	0.51 [c]
1 324		$2s2p^{22}D - 2p^{32}D^{\circ}$	M	1.83			1.85 [c]; 2.0 [d]
1 335		$2s^{2}2p^{2}P^{\circ} - 2s2p^{22}D$	M	3.53	1.5	1.6	3.9 [d]; 3.7 [d]
361	C III	$2s2p^{3}P^{\circ} - 2p3p^{3}P$	W	0.63			

Table II (*cont.*)

λ (Å)		Transition	Intensity	τ (ns)	Our results: τ cascade (ns)	Our results: R(o) [f]	Other experiments τ (ns)
371		$2s2p^{3}P^{\circ} - 2s4d^{3}D$	W	0.19	0.6–3.3	0.22	0.21 [b]
386 [a]		$2s^{21}S - 2s3p^{1}P^{\circ}$	M	0.37	2.6	0.16	
433.5		$2s2p^{1}P^{\circ} - 2p3p^{1}D$	M	0.38	2.3	0.040	
450.5		$2s2p^{1}P^{\circ} - 2s4d^{1}D$	W	0.35	2.8	0.12	
459.5		$2s2p^{3}P^{\circ} - 2s3d^{3}D$	VS	0.12	0.8–2.2	0.54	0.12 [b]
460		$2s2p^{1}P^{\circ} - 2p3p^{1}P$	S	0.59	2.4	0.39	
483		$2p^{23}P - 2s5p^{3}P^{\circ}$	W	0.33	1.1	0.46	
493		$2p^{23}P - 2p3d^{3}P^{\circ}$	M	0.18	1.1	0.012	
499.5		$2p^{23}P - 2p3d^{3}D^{\circ}$	M	0.10	0.8	0.037	
511.5		$2p^{21}D - 2p3d^{1}F^{\circ}$	W	0.12	0.6–2.5	0.045	
535		$2p^{21}D - 2p3d^{1}D^{\circ}$	M	0.14	0.3–1.9	0.15	
538		$2s2p^{3}P^{\circ} - 2s3s^{3}S$	VS	0.37	7,8	0.27	0.32 [b]
574		$2s2p^{1}P^{\circ} - 2s3d^{1}D$	S	0.14	0.4–8	0.28	0.19 [b]
585.5		$2p^{23}P - 2p3s^{3}P^{\circ}$	VS	0.4	2.7	0.054	
690.5		$2s2p^{1}P^{\circ} - 2s3s^{1}S$	M	1.25			
884		$2p^{21}D - 2s3p^{1}P^{\circ}$	W	0.33	2.2	0.10	
977		$2s^{21}S - 2s2p^{1}P^{\circ}$	VS	0.64	6.1	0.22	0.66 [b]
1 015		$2s3p^{3}P^{\circ} - 2s6d^{3}D$	M	0.31	1.05	0.21	
1 176		$2s2p^{3}P^{\circ} - 2p^{23}P$	VS	0.74	2.5	0.047	0.80 [b]; 0.90 [d]
1 247		$2s2p^{1}P^{\circ} - 2p^{21}S$	M	0.44	1.3	0.087	0.58 [c]; 0.45 [d]
312	C IV	$2s^{2}S - 3p^{2}P^{\circ}$	W	0.25	1.2	0.11	
384 [a]		$2p^{2}P^{\circ} - 3d^{2}D$	VS	0.09	0.35–2	0.37	
420		$2p^{2}P^{\circ} - 3s^{2}S$	S	0.26	1.2	0.080	
660		$3p^{2}P^{\circ} - 6d^{2}D$	W	0.36	1.65	0.18	
682		$3d^{2}D - 6f^{2}F^{\circ}$	W	0.65	1.2	0.15	
770 [a]		$3p^{2}P^{\circ} - 5d^{2}D$	M	0.29	3.5	0.091	
799		$3d^{2}D - 5f^{2}F^{\circ}$	VS	0.40	1.6	0.15	
948		$3s^{2}S - 4p^{2}P^{\circ}$	M	0.38	1.6	0.097	0.44 [c]
1 108		$3p^{2}P^{\circ} - 4d^{2}D$	M	0.16	0.5–2.9	0.50	0.19 [c]
1 169 [a]		$3d^{2}D - 4f^{2}F^{\circ}$	S	0.34	2.15	0.26	
749	C V	$3d^{3}D - 4f^{3}F^{\circ}$; $3d^{1}D - 4f^{1}F^{\circ}$	M	0.07	0.3–1.9	0.49	

[a] Uncertainty of the measurements may be expected larger than 10 % because of blending.
[b] Héroux [2].
[c] Martinson and Bickel [3].
[d] Poulizac et al. [1].
[e] Bromander et al. [10].
[f] Replenishment ratio defined in ref. [8] as $R(o) = (1-(\tau_1/\tau_2))\,C_2/(C_1+C_2)$ where C_1 and C_2 are the intensities of the two exponential decay inercepts at time zero; for a three exponential decomposition: $R(o) = ((1-(\tau_1/\tau_2))\,C_2 + (1-(\tau_1/\tau_2))\,C_3)/((C_1 + C_2 + C_3)$.

Table III. *Oscillator strengths*

		Carbon				Nitrogen		
		$f_{experimental}$				$f_{experimental}$		
Transition	λ (Å)	Our results	Other results	$f_{theoretical}$	λ (Å)	Our results	Other results	$f_{theoretical}$
Boron sequence	C II				N III			
$2s^22p^2P°–2s^23d^2D$	687	0.319	0.48[b]	0.33[c]	374[a]	0.20	0.35[d]	
$2s^22p^2P°–2s^23s^2S$	858.5	0.018	0.013[b]	0.008[c]	452	0.023	0.026[d]	
$2s^22p^2P°–2s2p^{22}P$	904	0.49	0.38[b]	0.52[c] 0.50[e] 0.485[f]	685	0.319	0.415[d]	0.40[e] 0.389[f]
$2s2p^{24}P–2p^{34}S°$	1 010	0.164	0.164[b]	0.166[c]	772[a]			
$2s^22p^2P°–2s2p^{22}S$	1 037	0.134	0.119[b]	0.117[c] 0.122[e] 0.112[f]	764[a]	0.05		0.084[e] 0.079[f]
$2s2p^{22}D–2p^{32}D°$	1 324	0.143	0.130[g]	0.138[c]	979	0.179		
$2s^22p^2P°–2s2p^{22}D$	1 335	0.127	0.109[h] 0.116[g] 0.114[b]	0.120[c] 0.124[e] 0.121[f]	991	0.112	0.102[d]	0.113[d] 0.111[f]
Beryllium sequence	C III				N IV			
$2s2p^3P° –2s3d^3D$	495.5	0.478	0.44[b]	0.52[i]	283			0.59[j] 0.57[i]
$2s2p^3P° –2s3s^3S$	538	0.039	0.045[b]	0.040[i] 0.042[k]	322[a]	0.04		0.047[j] 0.033[i]
$2s2p^1P° –2s3d^1D$	574	0.583	0.427[b]	0.525[i]	335[a]	0.40	0.20[m] 0.56[d]	
$2s^21S –2s2p^1P°$	977	0.67	0.65[b]	0.77[c]	765	0.496		0.57[n]
$2s2p^3P° –2p^23P$	1 176	0.28	0.224[g] 0.26[b]	0.275[c]	923	0.196	0.18[d]	0.23[j] 0.245[i]
$2s2p^1P° –2p^21S$	1 247	0.171	0.167[g] 0.135[l]	0.165[c]	955	0.134		0.150[j]
Lithium sequence	C IV				N V			
$3p^2P°–4d^2D$	1 108	1.916			713	1.058		
$3d^2D –4f^2F°$	1 169	0.844		1.00[o]	748	0.902		1.00[p]

[a] Uncertainty on our value may be greater than 10% because the transition is weak or blended by another one. [b] Héroux (Beam-foil) [2].
[c] Weiss (SOC) [4.. [d] Heroux (Beam-foil) [4]. [e] Westhaus and Sinanoğlu (SOC) [4]. [f] Nicolaïdes: (SOC) private communication [9].
[g] Poulizac et al. (Beam-foil) [1]. [h] Bromander et al. (Beam-foil) [10]. [i] Pfennig et al. (SCF) [4.] [j] Nussbaumer (STF with conf. int.) [4].
[k] Froese (SCF) [4]. [l] Martinson and Bickel (Beam-foil) [3]. [m] Fink et al. (Beam-foil) [4]. [n] Steele and Trefftz (SCF with conf. int.) [4].
[o] Warner (STF) [4]. [p] Kelly (SCF Slater) [4].

The accuracy of our measurements may be estimated at about 10% taking into account the statistics of the decay curve data as well as systematic eerrors in calculating the loss in the foil. A. greater uncertainty may be expected for weak lines and for lifetimes shorter than 0.1 ns.

In order to reduce or eliminate possible blending of lines of different charge states the lifetimes have been generally measured at 0.75 MeV for C II, and 1.25 MeV for C III, and 2 MeV for C IV and C V transitions respectively. Moreover some measurements have been carried out in the second order of the grating to reduce blending. Nevertheless, for some blended lines it has not been possible to attribute the observed components of the decay curves to definite transitions. This is the case for he C III line at 609 Å which corresponds to the $2p^{21}S–2p3d^1P°$ or $2p^{21}D–2p3s^1P°$ transitions and for the C III line at 566.5 Å $2p^{21}D–2s4f\,^1F°$ or $2p^{21}D–2s4p\,^1P°$ respectively. On the other hand, the C II line at 531 Å seems due principally to the $2s^22p\,^2P°–2s2p3p\,^2D$ transition rather than to the $2s2p^{24}P–2s2p5d\,^4D°$ transition. The measured lifetime 1.94 ns (without cascade) seems in better accord with the $2s^24p\,^2P°–2s2p3p\,^2D$ and $2p^{32}P–2s2p3p\,^2D$ transitions at 3 835 Å ($\tau=2.5$ ns) and 5 032 Å ($\tau=2.3$ ns) respectively than with transitions related to the $2s2p5d\,^4D°$ level.

Our results agree well with those of other authors [2,3] our measured lifetimes being generally a little shorter than those given in Ref. [3]. Moreover, the lifetime of transitions having the same upper level measured in the visible spectral range is quite satisfactory for both the comparison of cascade lifetimes and for the direct lifetime measurements of cascading transitions: for example, for the C II $2s2p^{24}P–2s2p3s\,^4P°$ at 807 Å we find $\tau=0.69$ ns with $\tau_{cascade}=18.6$ ns; the measured lieftime of the cascading transitions are 17, 26, 12, 11 ns the average of which is of the order of 18 ns. As in C IV the upper level $4d\,^2D$ of the transition at 1 108 Å has a lifetime equal to 0.165 ns with two components corresponding to cascading processes of the order of 0.60 ns and 3 ns; the lifetime of the cascading transitions is 0.60 ns and 0.65 ns for the $4d\,^2D–5p\,^2P°$ and the $4d\,^2D–5f\,^2F°$ transitions respectively and the lifetime of the transitions to the $5f\,^2F°$ level is about 3 ns.

4. Oscillator strengths

Oscillator strengths can be deduced from the lifetimes of most of the transitions. In Table III we have compared these values with other experimental and theoretical data given in ref. [4] and with some previous calculations of Nicolaïdes [9]. Taking into account our recent results of a beam foil study of nitrogen [5], we extended this comparison for nitrogen. Most of our experimental f values agree well with recent theoretical methods except for weak lines or blended lines, the mean lives of which have an experimental uncertainty greater than 10%. Particularly below 400 Å our observation efficiency decreases rapidly and the corresponding lifetimes are not of high accuracy. Work is in progress to extend the mean life measurement in the spectral region 50–500 Å by means of a 2-m-grazing incidence spectrometer.

References

1. Poulizac, M. C., Druetta, M and Ceyzeriat, P., J. Quant. Spectr. Radiative Transfer **11**, 1087 (1971).
2. Heroux, L., Phys. Rev. **180**, 1 (1969).
3. Martinson, I. and Bickel, W. S., Phys. Letters, **31A**, 25 (1970).
4. Smith, M. W. and Wiese, W. L., Astrophys. J., Supplement series no. 196, **23**, 103 (1971).
5. Buchet, J. P., Poulizac, M. C. and Carré, M., J. Opt. Soc. Am., in press.
6. Kelly, R. L., Atomic Emission Lines below 2 000 Ångströms Hydrogen through Argon. Naval Research Laboratory, Washington D.C., 1968.

7. Moore, C. E., Selected Tables of Atomic Spectra, Atomic Energy levels and Multiplet Tables C I, C II, C III, C IV, C V, C VI, NSRDS–NBS 3. US Government Printing Office, Washington D.C., 1970.
8. Curtis, L. J., Berry, H. G. and Bromander, J., Physica Scripta **2**, 216 (1970).
9. Nicolaïdes, C., private communication.
10. Bromander, J., Buchta, R. and Lundin, L., Phys. Letters **29***A*, 523 (1969).

Université de Lyon 1
Laboratoire de Physique de l'atmosphère
43, boulevard du 11 November 1918
69-Villeurbanne, France

Physica Scripta. Vol. 8, 40–42, 1973

Lifetime Measurements of Carbon in the Extreme Ultra-violet

M. C. Buchet-Poulizac and J. P. Buchet

Université Claude Bernard, Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire (associé au C.N.R.S.), Villeurbanne, France

Received January 15, 1973; revised version March 6, 1973

Abstract

Lifetime measurements of carbon in the extreme ultra-violet. M. C. Buchet-Poulizac and J. P. Buchet (Université Claude Bernard, Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire, Villeurbanne, France).
Physica Scripta (*Sweden*) *8*, 40–42, 1973.

Beam-foil study of the carbon spectra has been extended in the extreme ultra-violet down to 180 Å. Mean lives of the upper levels of the strongest C III, C IV and C V transitions have been measured and compared with other experimental or theoretical data.

1. Introduction

As a continuation of our beam foil studies of ionized carbon (1) we have now extended our investigation in the extreme ultra-violet region between 30 Å and 400 Å.

Since no line appeared below the C V transition at 186.7 Å, the study has been limited to the 180–400 Å wavelength range. The energy of the C^+ beam, provided by a 2 MeV Van de Graaff accelerator was either 1.2 MeV or 2 MeV to favour preferentially C III or C IV and C V transitions, no transitions of C II being expected in that wavelength range. The experimental set-up described in Ref. [1] remained the same, a 2 m Hilger grazing incidence spectrometer equipped with a Bendix channeltron as detector replacing the normal incidence spectrometer.

The spectral analysis led us to ascribe several new lines to doubly excited states of C IV. They are indicated in Fig. 1 by an asterisk, and their identification formed the subject of a recent publication (2). The mean-life measurements of the stronger lines observed between 180 Å and 400 Å are discussed in this paper.

Moreover, some lines situated at longer wavelengths up to 1 300 Å, for which lifetimes given in [1] are not in complete agreement with theoretical values, have been studied again.

2. Results

In Table I are given lifetimes measured in the 180 Å–400 Å wavelength range. Most of the decay curves have been decomposed into two or sometimes three exponentials. Values of these decay constants are also listed in Table I, giving information on possible blending or cascading processes. Taking into account the short lifetimes that we might expect for transitions in this region, the movement of the carbon foil was limited in these experiments to a few centimeters.

Therefore, generally speaking, the long-lived cascades could not

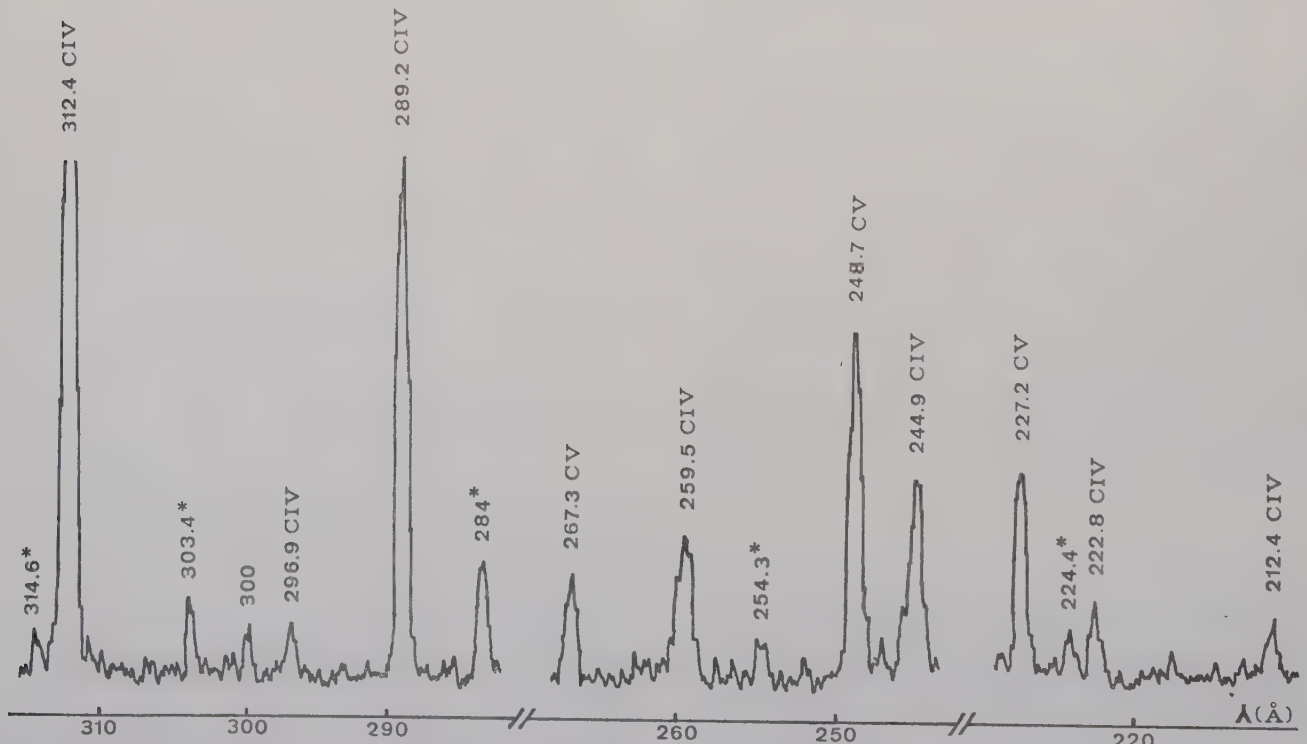


Fig. 1. Carbon spectrum at 2 MeV in the 210 Å–320 Å wavelength range. Besides the well-known lines of C IV and C V appear new lines corresponding to transitions between doubly excited states of C IV. Moreover one can notice a line at 300 Å which remains unidentified.

Table I. *Lifetime measurements in the 180–400 Å range*

Transition	λ (Å)	τ (ns)	τ cascade (ns)	Other results (ns) τ experimental	τ theoretical	
C V						
$2p\ ^3P^0$–$4d\ ^3D$	186.7	0.076				
$2s\ ^3S$ –$3p\ ^3P^0$	227.2	0.094			0.073[a]	
$2p\ ^3P^0$–$3d\ ^3D$	248.7	0.025	0.21	0.176[tb]	0.023[a]	
$2p\ ^1P^0$–$3d\ ^1D$	267.3	0.036	0.132–1.57		0.025[a]	
C IV						
$2s\ ^2S$ –$5p\ ^2P^0$	222.8	0.063			0.059[c]	
$2s\ ^2S$ –$4p\ ^2P^0$	244.9	0.32	1.1		0.35[c]	
$2p\ ^2P^0$–$5d\ ^2D$	259.5	0.23	2.95		0.25[c]	
$2p\ ^2P^0$–$4d\ ^2D$	289.2	0.14	1.2		0.13[c]	
$2p\ ^2P^0$–$4s\ ^2S$	296.9	0.34			0.38[c]	0.34[h]
$2s\ ^2S$ –$3p\ ^2P^0$	312.4	0.22	0.82	0.25[id]	0.22[c]	
$2p\ ^2P^0$–$3d\ ^2D$	384.2	0.064	0.27–1.50	0.09[ide]	0.056[a]	
$2p\ ^2P^0$–$3s\ ^2S$	419.6	0.22	0.73	0.26[id]	0.24[c]	
C III						
$2s2p\ ^3P^0$–$2p3p\ ^3P$	360.6	0.45	1.30	0.63[d]	0.57[f]	
$2s2p\ ^3P^0$–$2s4d\ ^3D$	371.7	0.175	1.57	0.19[id] 0.21[ig]	0.18[f]	
$2s^{21}S$ –$2s3p\ ^1P^0$	386	0.255	2.6	0.37[ide]	0.23[f]	
$2s2p\ ^3P^0$–$2s3d\ ^3D$	459.5	0.115	1.5	0.12[id]	0.095[f]	0.099[b]

[a] Wiese et al. [5].
[b] Buchet et al. [7].
[c] Poulizac et al. [4].
[d] Poulizac and Buchet [1].
[e] Uncertainty of the measurements may be expected larger than 10 % because of blending.
[f] Nussbaumer [6].
[g] Héroux [3].
[h] Smith and Wiese [9].
[i] Corrected for cascades.

be determined with great accuracy, but they allowed us to check the validity of the decay curve decompositions according to results previously published (1, 2).

The uncertainty of our lifetime measurements is estimated at 10% or 15% depending on the magnitude of the lifetimes: for $\tau > 0.1$ ns $\Delta\tau = \pm 10\%$ and for $\tau < 0.1$ ns $\Delta\tau = \pm 15\%$. An exception must be made for lifetimes deduced from decay curves that were not sufficiently well defined to allow decomposition into several exponentials; in that case the value is deduced from the slope of the decay curve at the zero point; it is only an upper limit of the lifetime and the uncertainty is larger than 20%.

In Table II are given lifetime measurements on lines situated at longer wavelengths. Our results are compared with previous experimental measurements [1, 3, 4] and with theoretical calculations listed in the fifth and sixth column of Tables I and II. The values of the theoretical lifetimes have been deduced from transition probabilities either from the tabulation of Wiese et al. [5], or calculated by us in Bates and Damgaard approximation using *LS* coupling for C IV transitions and by Nussbaumer [6] with a more refined method which takes into account configuration interactions for C III transitions.

3. Discussion

3.1. *C V transitions*

Two MeV is an energy a little too low to excite C V transitions with a great intensity. Moreover, the lower limit on lifetime measurements imposed by our experimental device is of the order of 0.01 ns for the ion velocities used. Thus our measurements are preliminary, and a more complete study of high charge states will be carried out at higher speed with the Orsay linear accelerator [7].

Table II. *Lifetime measurements in the 400–1 300 Å range*

Transition	λ (Å)	τ (ns)	τ cascade (ns)	Other results (ns) τ experimental	τ theoretical	
C III						
$2s2p\ ^1P^0$–$2s4d\ ^1D$	450.7	0.36	3.3	0.35[ha]	0.21[b]	
$2p^2\ \ ^1D$ –$2p3d\ ^1F^0$	511.5	0.115	0.5–6.8	0.12[ha]	0.23[b]	
$2s2p\ ^3P^0$–$2s3s\ ^3S$	538	0.32	12	0.37[ha] 0.32[hc]	0.25[b]	0.29[f]
$2p^2\ \ ^1D$ –$2s4p\ ^1P^0$	566.5	0.56	4.5		0.575[b]	
$2p^2\ \ ^1D$ –$2s4f\ ^1F^0$		0.32			0.46[b]	
$2p^2\ \ ^1D$ –$2p3s\ ^1P^0$	609	0.28	1.69		0.22[b]	
$2s2p\ ^1P^0$–$2s3s\ ^1S$	690.5	0.61	1.46	1.25[a]	0.74[b]	
$2p^2\ \ ^1S$ –$2s4p\ ^1P^0$	714.8	0.60	1.40		0.575[b]	
$2p^2\ \ ^1S$ –$2p3s\ ^1P^0$	784.4	0.26	1.60		0.22[b]	
$2p^2\ \ ^1D$ –$2s3p\ ^1P^0$	884.5	0.29	1.60	0.33[ha]	0.23[b]	
$2s^2\ \ ^1S$ –$2s2p\ ^1P^0$	977	0.66	1.65–7.22	0.64[ha] 0.66[hc]	0.60[b]	0.59[f]
$2s2p\ ^1P^0$–$2p^2\ \ ^1S$	1 247	0.39	1.12	0.44[ha] 0.45[hd] 0.58[e]	0.41[b]	0.485[f]
C II						
$2s2p^2\ ^4P$ –$2s2p3d\ ^4D^0$	651	0.23	2.3–11.5	0.22[ha]		
$2s^22p\ ^2P^0$–$2s\ ^23s\ \ ^2S$	858.5	1.92	8.1	2.0[ha]		1.31[g]

[a] Poulizac and Buchet [1].
[b] Nussbaumer [6].
[c] Héroux [3].
[d] Poulizac et al. [4].
[e] Martinson and Bickel [8].
[f] Smith and Wiese [9].
[g] Wiese et al. [5].
[h] Corrected for cascades.

3.2. *C IV transitions*

The agreement between our results and lifetimes calculated in the Coulomb approximation is good, even for the weak lines 222.8 Å and 296.9 Å the decay curves of which have not been decomposed because cascade processes have little effect on the mean lives. The decay constant of the cascades is an approximation only of all the cascading processes from higher levels and has no real physical significance.

Moreover, results for the upper levels of the 312.4 Å and 384.2 Å lines have also been previously published, as well as those for the upper level $4d\ ^2D$ of the 289.2 Å, by studying the 1 108 Å line [1]. A narrower beam, allowing a better definition of the first points of the decay curve, and a movement of the carbon foil in steps of 0.125 mm instead of 0.250 mm should give more confidence in our latest measurements.

3.3. *C III transitions*

Some remarks may be made about C III transitions. The new result on the 371.7 Å line confirms our value in ref. [1] which is slightly lower than Heroux's value [4].

For the $2s3p\ ^1P^0$ level, the mean life measurement on the 386 Å line was disturbed by a blending with the C IV 384.2 Å line in our first experiment. The better resolution given by the grazing incidence spectrometer allowed us to avoid such a blending and the result, 0.26 ns, is certainly more accurate.

The new measurements, made with the normal incidence spectrometer, are principally devoted to C III transitions.

It was interesting to repeat the measurements on the resonance transitions $2s^2\ ^1S$–$2s2p\ ^1P^0$ (977 Å) and $2s2p\ ^1P^0$–$2p^2\ ^1S$ (1 247 Å) for their astrophysical interest as well as for their basic interest for theoretical calculations. The results are in agreement with previous measurements.

The strong 609 Å and 566.5 Å lines are both blended: the 609 Å line may be ascribed to the $2p^2\ ^1D$–$2p3s\ ^1P^0$ or the $2p^2\ ^1S$–$2p3d\ ^1P^0$

and the 566.5 Å line to the $2p^2\,^1D$–$2s4p\,^1P^0$ or $2p^2\,^1D$–$2s4f\,^1F^0$. It seems reasonable to attribute the 609 Å to the $2p^2\,^1D$–$2p3s\,^1P^0$ transition principally because the decay constants (0.28–1.69 ns) are close to those of the $2p^2\,^1S$–$2p3s\,^1P^0$ transition (784.4 Å) which could also be measured (0.26–1.60 ns).

Moreover the 0.56 ns and 0.32 ns lifetimes, deduced from the radiative decay of the 566.5 Å line, may be attributed to the $2s4p\,^1P^0$ and $2s4f\,^1F^0$ levels respectively. By studying the weak 714.8 Å line (0.60–1.4 ns), another lifetime measurement of the $2s4p\,^1P^0$ level could be made which was in good agreement with the 0.56 ns value. No direct measurement could be made for the $2s4f\,^1F^0$ level, but the long-lived cascade 4.5 ns on the 566.5 Å line may be explained by the strong $2s4f\,^1F^0$–$2s5g\,^1G$ transition (4 187 Å, $\tau = 3.6$ ns); certainly the error on the lifetime of the $2s4f\,^1F^0$ level is quite large.

The other lifetimes have been measured again to check the first results taking into account a certain discrepancy with theoretical results, especially for the 690.5 Å line whose experimental value seemed doubtful.

3.4. *C II transitions*

The cascade decay constants obtained in the first experiments for the 651 Å and the 858.5 Å lines were not in good agreement with the lifetime of the cascading transitions. A careful study of their decay curves leads us to a more convincing decomposition, taking into account measurements made in the visible range; furthermore, the measured lifetime of the upper levels of the two lines remained the same.

References

1. Poulizac, M. C. and Buchet, J. P., Physica Scripta **4**, 191 (1971).
2. Berry, H. G., Buchet-Poulizac, M. C. and Buchet, J. P., to be published in the J. Opt. Soc. Am.
3. Poulizac, M. C., Druetta, M. and Ceyzeriat, P., J. Quant. Spect. Radiative Transfer **11**, 1087 (1971).
4. Heroux, L., Phys. Rev. **180**, 1, (1969).
5. Wiese, W. S., Smith, M. W. and Glennon, B. M., Atomic Transition Probabilities, Vol. I, Natl. Bur. Std (U.S.) NSRDS-NBS 4. US Government Printing Office, Washington, D.C., 1966.
6. Nussbaumer, H., private communication.
7. Buchet, J. P., Buchet-Poulizac, M. C., Do Cao, G. and Désesquelles, J. (Third international conference on Beam-foil Spectroscopy, Tucson, Arizona, Oct. 1972, to be published in Nucl. Instr. Meth.)
8. Martinson, I. and Bickel, W. S., Phys. Letters **31A**, 25 (1970).
9. Smith, M. W. and Wiese, W. L., Astrophys. J., supplément series no. 196, **23**, 103 (1971).

Université Claude Bernard
Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire
43, boulevard du 11 Novembre 1918
69-Villeurbanne, France

NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS 110 (1973) 19–25; © NORTH-HOLLAND PUBLISHING CO.

SPECTROSCOPY AND LIFETIME MEASUREMENTS IN THE EXTREME ULTRAVIOLET AT AN ENERGY OF 1.15 MeV/NUCLEON

J. P. BUCHET, M. C. BUCHET-POULIZAC, G. DO CAO and J. DESESQUELLES*

Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire (associé au C.N.R.S.), 43, Bd du 11 Novembre 1918, 69 Villeurbanne, France

Spectra of carbon, nitrogen, oxygen and neon, obtained at an energy of 1.15 MeV/nucleon, have been studied in the 30–1200 Å wavelength range. By comparison of these different spectra, identification of numerous new lines belonging to the hydrogen-, helium-, or lithium-like isoelectronic sequence could be carried out. For the two- and three-electron ions, mean lives of the more intense transitions have been measured.

1. Introduction and experimental arrangement

We reported in the last Beam-Foil Spectroscopy Conference, at Lysekil, the first results[1]) obtained on highly ionized atoms excited by the beam-foil technique at an energy of 1.15 MeV/nucleon. This preliminary study was carried out in the visible range and the near vacuum ultraviolet above 1200 Å. The investigation of the spectra of carbon, nitrogen, oxygen, neon, and argon, made with poor resolution, seemed very promising from the point of view of the identification of these spectra, as well as from that of meanlife measurements of excited states in very energetic ion beams. We, therefore, decided to extend the earlier work, both by general improvement in experimental technique, and by making measurements below 1200 Å. In this paper, we report results obtained in the extreme ultraviolet region between 30 and 1200 Å for light elements C, N, O and Ne.

The ALICE linear accelerator (injector of the variable-energy cyclotron of Orsay) provided beams of the doubly-ionized atoms C^{2+}, N^{2+}, O^{2+} and Ne^{2+} at an energy of 1.15 MeV/nucleon. The intensity of the beam, measured in a Faraday cup at the bottom of the experimental cell, was of the order of 2 μA. The density of movable carbon foil was of the order of 25 $\mu g/cm^2$.

Taking into account the large wavelength range that we investigated, we needed two spectrometers that we disposed along the beam axis, one after the other, on each side perpendicularly to the beam. For the very short wavelengths, between 30 Å and 300 Å, we used a 2-m grazing-incidence Hilger spectrometer, and for longer wavelengths we used a 1-m normal-incidence Hilger spectrometer equipped with a 600 lines/mm grating, blazed at 900 Å. In both cases the detector was a Bendix-channeltron electron multiplier.

* Presented the paper.

2. Spectral analysis

The accelerating process insured a high degree of purity for the beam and as we never observed lines in the recorded spectra that might be ascribed to the excitation of the carbon of the foil or of hydrogen adsorbed on its surface, the observed lines were attributed solely to the incident ions. The previous spectral analysis had indicated the charge states of the different ions excited by the foil which were to be expected at the energy used for our experiments, and simplified line identification; the 1.15 MeV/nucleon energy, too high to excite C IV appreciably, favored C VI. The lithium-, helium- and hydrogen-like transitions of nitrogen and oxygen appeared with quite high intensity. On the other hand, the energy was too low to excite hydrogenic neon, but was high enough to excite Ne VIII and Ne IX. The stronger transitions of Ne VII were also observable.

TABLE 1

Observed transitions in the H I isoelectronic sequence[a].

Transition	C VI λ(Å)	N VII λ(Å)	O VIII λ(Å)	Ne X λ(Å)
1s–2p	33.7[b]	—	—	—
2–5	120.5	85.5	—	—
2–4	134.9	99.1	75.9	—
2–3	182.2	133.8	102.4	65.5
3–5	356	—	—	—
3–4	520	382	293	187.3
4–7	601	—	—	—
4–6	729	535	—	—
4–5	1125	826	633[c]	405
5–7	—	949	—	—
5–6	—	—	—	745

[a] The observed wavelengths agree well with those calculated by Garcia and Mack[5]).

[b] Transition previously observed by Tyren[14]).

[c] Transition previously observed by Martinson et al.[12]).

Below 30 Å the background noise became too strong and prevented all line observation. This noise, due to electrons from the beam and attracted by the high potential of the channeltron, increased rapidly when the detector came close to the entrance slit of the spectrometer.

Owing to the high velocity of the ion beam and the direction of our observation settings, the Doppler broadening was not negligible in the range 300 Å–1200 Å and limited the accuracy of our wavelength measurements. The uncertainty was estimted to be of the order of ± 2 Å above 500 Å and of the order of ± 0.5 Å below 200 Å.

2.1. Results

In tables 1, 2 and 3 are listed all the observed transitions in the hydrogen-, helium-, and lithium-like isoelectronic sequence for carbon, nitrogen, oxygen, and neon. Only the 384 Å $2p\ ^2P^0$–$3d\ ^2D$ transition of C IV has been observed with a notable intensity; thereby C IV has not been tabulated in table 3. Moreover, the study of C IV is relatively simple at 2 MeV, and has been made previously[2,3]).

In addition, some transitions corresponding to the beryllium-like sequence appeared on our recorded spectra; the $2s2p\ ^3P^0$–$2p^2\ ^3P$ transition in O V at 760 Å and principally in Ne VII at 559–564 Å, and the transition of Ne VII $2s^2\ ^1S$–$2s2p\ ^1P^0$ at 465 Å, $2s2p\ ^1P^0$–$2p^2\ ^1D$ at 974 Å (recently observed by Beauchemin et al.[4]), $2s2p\ ^3P^0$–$2p3p\ ^3D$ at 96 Å and $2s2p\ ^3P^0$–$2p3d\ ^3D$ at 106 Å.

2.2. Methods of identification

Besides lines already observed, about sixty seem to be recorded for the first time. Identification of twenty-six among these lines was facilitated by use of the tables of Garcia and Mack[5]), who calculated transitions of the one-electron ions C VI, N VII, O VIII and Ne X (table 1), and by calculations of Fawcett and Irons[6]) who gave in particular wavelengths of the $1s2p\ ^3P^0$–$1s4d\ ^3D$ and $1s2s\ ^3S$–$1s3p\ ^3P^0$ transitions of Ne IX at 58.5 Å and 74.4 Å respectively (table 2).

One disadvantage with the ALICE accelerator is that the energy is not variable, so that identification of the charge states via line intensity variation with energy is impossible. Nevertheless, we could identify the other

Table 2

Observed transitions and measured lifetimes in the He I isoelectronic sequence.

Transition	C V		N VI		O VII		Ne IX	
	λ(Å)	τ(ns)	λ(Å)	τ(ns)	λ(Å)	τ(ns)	λ(Å)	τ(ns)
$1s^2\ ^1S$ – $1s3p\ ^1P^0$	34.9		—		—		—	
$1s^2\ ^1S$ – $1s2p\ ^1P^0$	40.3		—		—		—	
$1s2s\ ^3S$ – $1s4p\ ^3P^0$	—		122.4		91		—	
$1s2s\ ^3S$ – $1s3p\ ^3P^0$	227.2		161.2	0.043	120.3	0.021	74.4[a]	
$1s2p\ ^3P^0$ – $1s5d\ ^3D$	—		116.8		86.1		—	
$1s2p\ ^3P^0$ – $1s4d\ ^3D$	—		130.3	0.017[b]	96.1	0.021	58.5[a]	
$1s2p\ ^3P^0$ – $1s3d\ ^3D$	248.7	0.0175[b]	173.9	0.010[b]	128.5	0.015[b]	78.4	0.014[b]
$1s2p\ ^3P^0$ – $1s3s\ ^3S$	—		180.5[a]		133.3		80.5[a]	
$1s2p\ ^1P^0$ – $1s4d\ ^1D$	—		136.5[a]		100[a]		—	
$1s2p\ ^1P^0$ – $1s3d\ ^1D$	267.3		185[a]	0.013[b]	135.5[a]	0.012[b]	82[a]	0.014[b]
$1s2p\ ^1P^0$ – $1s3s\ ^1S$	—		188[a]		138[a]		84[a]	
$1s3s\ ^3S$ – $1s4p\ ^3P^0$	672		474[a]		—		—	
$1s3p\ ^3P^0$ – $1s5d\ ^3D$	497[a]		—		—		—	
$1s3p\ ^3P^0$ – $1s4d\ ^3D$	717		501[a]		—		—	
$1s3p\ ^1P^0$ – $1s4d\ ^1D$	760		—		—		—	
$1s3d\ ^3D$ – $1s5f\ ^3F^0$	512[a]		356[a]		—		158[a]	
$1s3d\ ^3D$ – $1s4f\ ^3F^0$	748	0.082[b]	520[a]	0.060[b]	382[a]		231[a]	
1s4f – 1s7g	—		601[a]		442[a]		—	
1s4f – 1s6g	1050[a]		729[a]	0.035	535[a]	0.072[b]	—	
1s4f – 1s5g	—		1125[a]	0.18[b]	826[a]	0.19[b]	500[a]	
1s5g – 1s7h	—		—		949[a]		574[a]	
1s5g – 1s6h	—		—		—		920[a]	

[a] New observed lines (see identification in text).
[b] Corrected for cascades.

TABLE 3

Observed transitions and measured lifetimes in the Li I isoelectronic sequence.

Transition	N V		O VI		Ne VIII	
	λ(Å)	τ(ns)	λ(Å)	τ(ns)	λ(Å)	τ(ns)
$1s^2 2s\ ^2S - 1s^2 4p\ ^2P^0$	—		115.8		67.4	
$1s^2 2s\ ^2S - 1s^2 3p\ ^2P^0$	209.3	0.072	150.1	0.048	88.1	0.010[b]
$1s^2 2s\ ^2S - 1s^2 2p\ ^2P^0$	1239–1243		1032–1038	2.5–2.3	770–780	1.47–1.51
$1s^2 2p\ ^2P^0 - 1s^2 4d\ ^2D$	—		129.8		73.5	
$1s^2 2p\ ^2P^0 - 1s^2 3d\ ^2D$	247.7	0.027	173	0.020[b]	98.2	0.0125[b]
$1s^2 2p\ ^2P^0 - 1s^2 3s\ ^2S$	266.3		184		103	
$1s^2 3s\ ^2S - 1s^2 4p\ ^2P^0$	629		448		—	
$1s^2 3p\ ^2P^0 - 1s^2 5d\ ^2D$	495[c]		—		—	
$1s^2 3p\ ^2P^0 - 1s^2 4d\ ^2D$	714		498		—	
$1s^2 3p\ ^2P^0 - 1s^2 4s\ ^2S$	778		—		—	
$1s^2 3d\ ^2D - 1s^2 5f\ ^2F^0$	512		—		—	
$1s^2 3d\ ^2D - 1s^2\ 4f^2F^0$	748	0.10[b]	520	0.065[b]	292[a]	
$1s^2 4d\ ^2D - 1s^2 7f\ ^2F^0$ / $1s^2 4f\ ^2F^0 - 1s^2 7g\ ^2G$	—		601[a]		—	
$1s^2 4d\ ^2D - 1s^2 6f\ ^2F^0$ / $1s^2 4f\ ^2F^0 - 1s^2 6g\ ^2G$	—		729[a]		410[a]	
$1s^2 4d\ ^2D - 1s^2 5f\ ^2F^0$ / $1s^2 4f\ ^2F^0 - 1s^2 5g\ ^2G$	—		1125[a]		633[a]	0.046[b]
$1s^2 5g\ ^2G - 1s^2 7h\ ^2H^0$	—		—		727[a]	0.20[b]
$1s^2 5g\ ^2G - 1s^2 6h\ ^2H^0$	—		—		1165[a]	

[a] New observed lines (see identification in text).
[b] Corrected for cascades.
[c] Transition previously identified by Buchet et al.[10]).

unclassified lines by means of one of the following methods.

The first one was to calculate new wavelengths according to the known energy levels of carbon and nitrogen ions which were published by Moore[7,8]). In this manner we could identify the $3p\ ^3P^0$–$5d\ ^3D$, the $3d\ ^3D$–$5f\ ^3F^0$, and the 4f–6g transitions of C V at 497 Å, 512 Å and 1050 Å, respectively, and the $3p\ ^3P^0$–$4d\ ^3D$ N VI transition at 501 Å.

Figs. 1–6 illustrate the two other methods. They consist of comparison of spectra of the different incident ions and have been developed in detail by Edlén[9]).

In figs. 1–6 are recorded spectra of carbon, nitrogen, oxygen and neon; the corresponding transitions in the same isoelectronic sequence appear with comparable relative intensities for the different ion beams, and the corresponding wavelengths vary like $1/Z^2$. The comparison of the four first spectra shows in particular the 2–3, 3–4, 4–5 transitions of the hydrogen-like sequence and the $2s\ ^3S$–$3p\ ^3P^0$, $2p\ ^3P^0$–$3d\ ^3D$, $2p\ ^1P^0$–$3d\ ^1D$, and $3d\ ^3D$–$4f\ ^3F^0$ transitions of the helium-like sequence. On the nitrogen, oxygen, and neon spectra, appear the $2s\ ^2S$–$3p\ ^2P^0$, $2s\ ^2S$–$2p\ ^2P^0$, $2p\ ^2P^0$–$3d\ ^2D$, $2p\ ^2P^0$–$3s\ ^2S$, and $3d\ ^2D$–$4f\ ^2F^0$ transitions.

In figs. 5 and 6 the third identification method is illustrated. For equally charged ions, whatever the element, a transition (n–n') may be observed at the same wavelength, this rule being verified more as the values of n and n' are high. For example, we find at 512 Å and 748 Å the 3d–5f and 3d–4f transitions of O V and N V; at 520 Å, 601 Å and 729 Å the 3d–4f, 4f–7g and 4f–6g transitions of C VI, N VI and O VI; at 382 Å, 535 Å and 826 Å the 3d–4f, 4f–6g and 4f–5g transitions of N VII and O VII and at last at 633 Å the 4–5 transitions of O VIII and Ne VIII.

3. Mean life measurements

The mean lives have been measured for all the helium- and lithium-like transitions of sufficient intensity. Their values are given in tables 2 and 3.

The very short lifetime of the low levels of ions studied in our experiments ($0.1 < \tau < 0.01$ ns) could be easily measured because of the high velocity of the ion beam (1.5×10^9 cm/s), which allowed observation of the radiative decay over a few centimeters. The move-

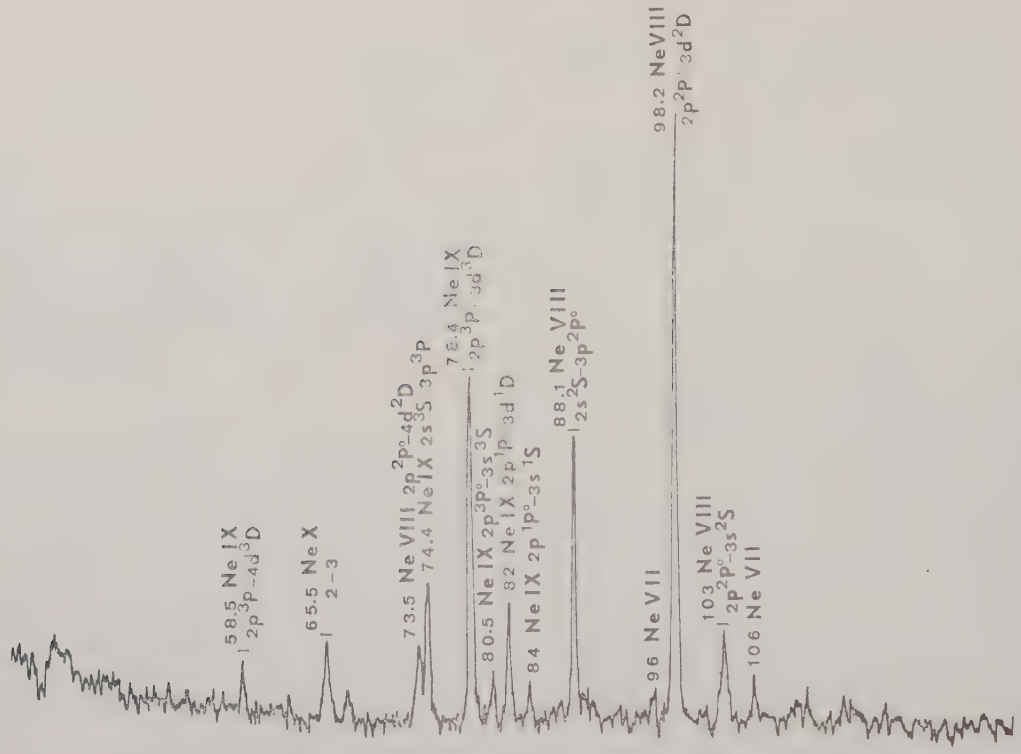


Fig. 1. Neon spectra obtained with a grazing-incidence spectrometer. Certain specific transitions are identified.

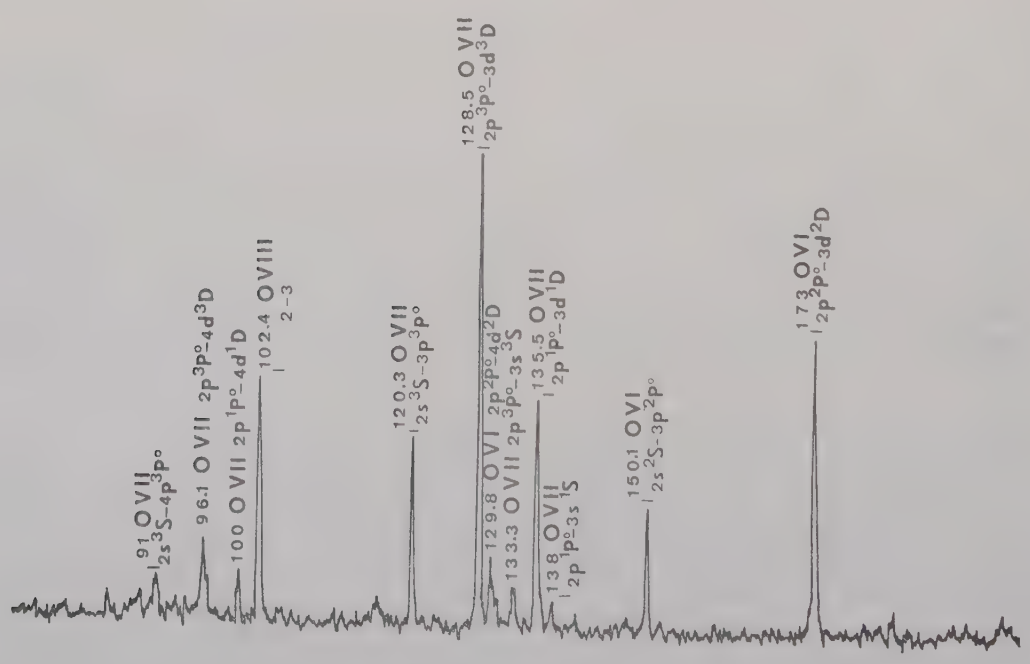


Fig. 2. Oxygen spectra obtained with a grazing-incidence spectrometer. Transitions isoelectronic to those identified in fig. 1 are specified.

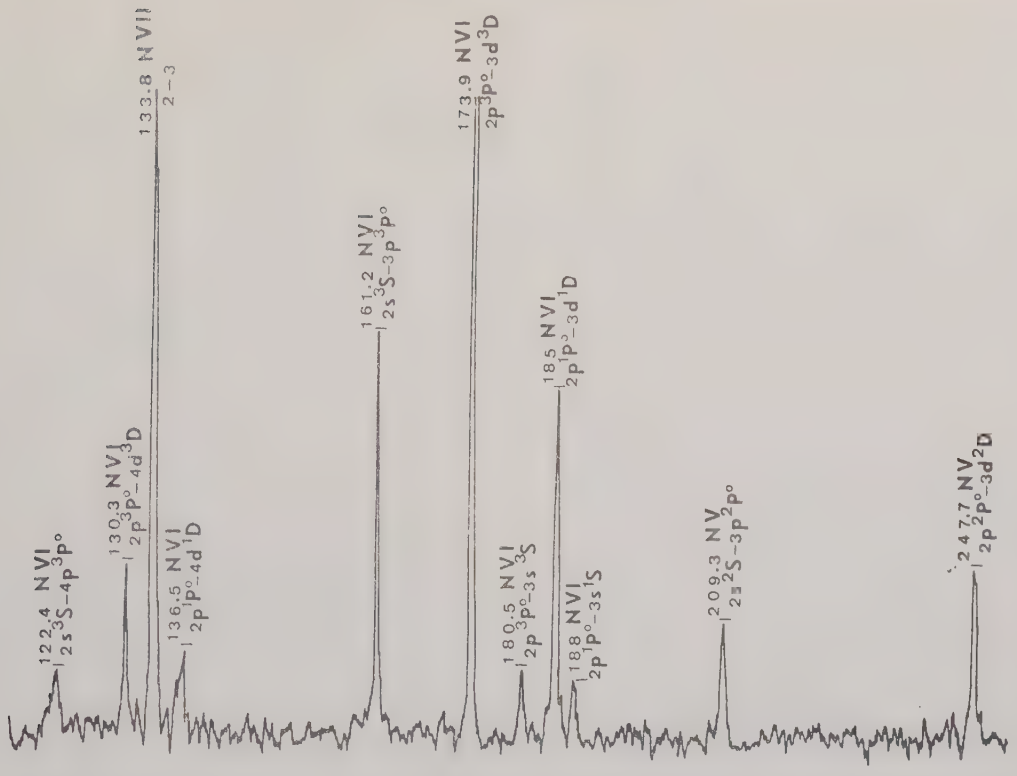


Fig. 3. Nitrogen spectra obtained with a grazing-incidence spectrometer. Transitions isoelectronic to those identified in fig. 1 are specified.

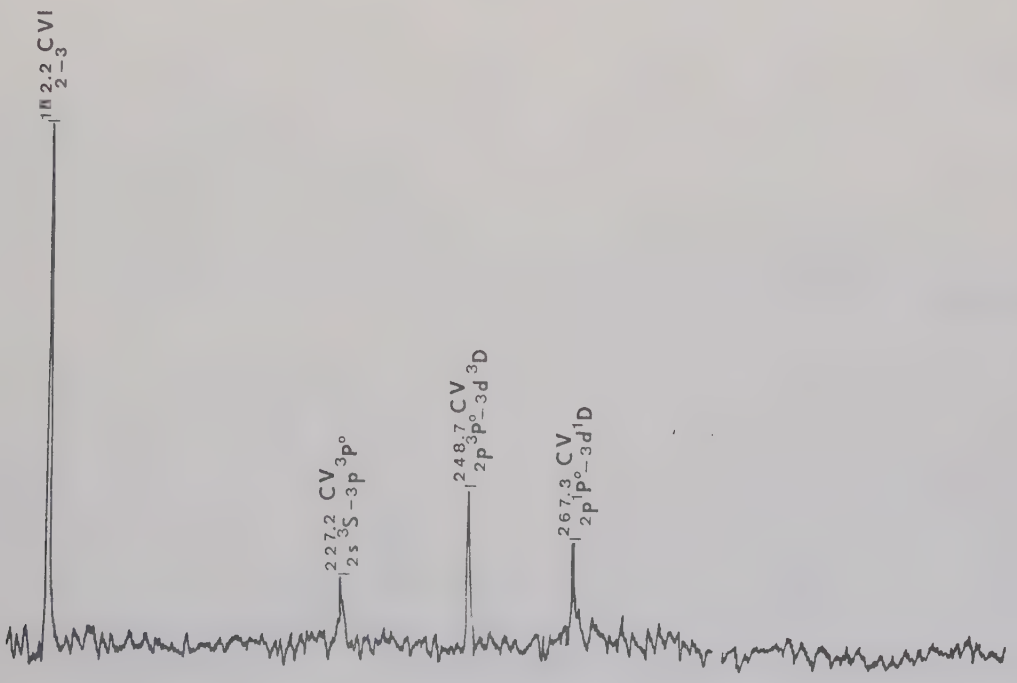


Fig. 4. Carbon spectra obtained with a grazing-incidence spectrometer. Transitions isoelectronic to those identified in fig. 1 are specified.

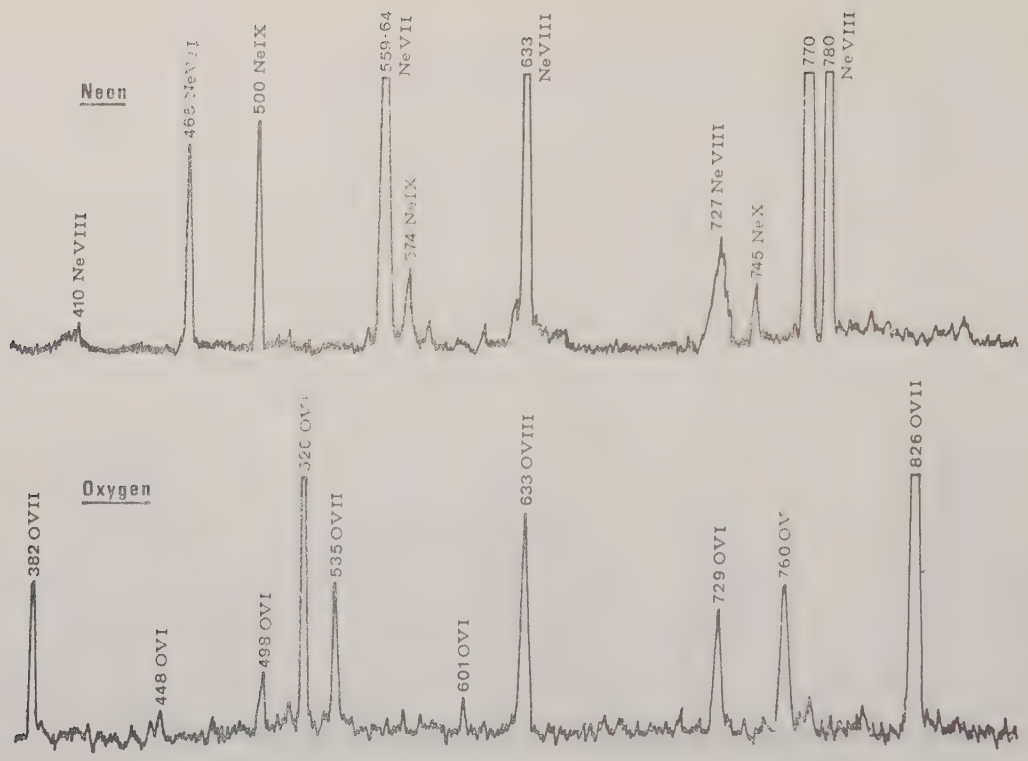


Fig. 5. Spectra of neon and oxygen arranged to show the correspondence of transitions for equally charged ions.

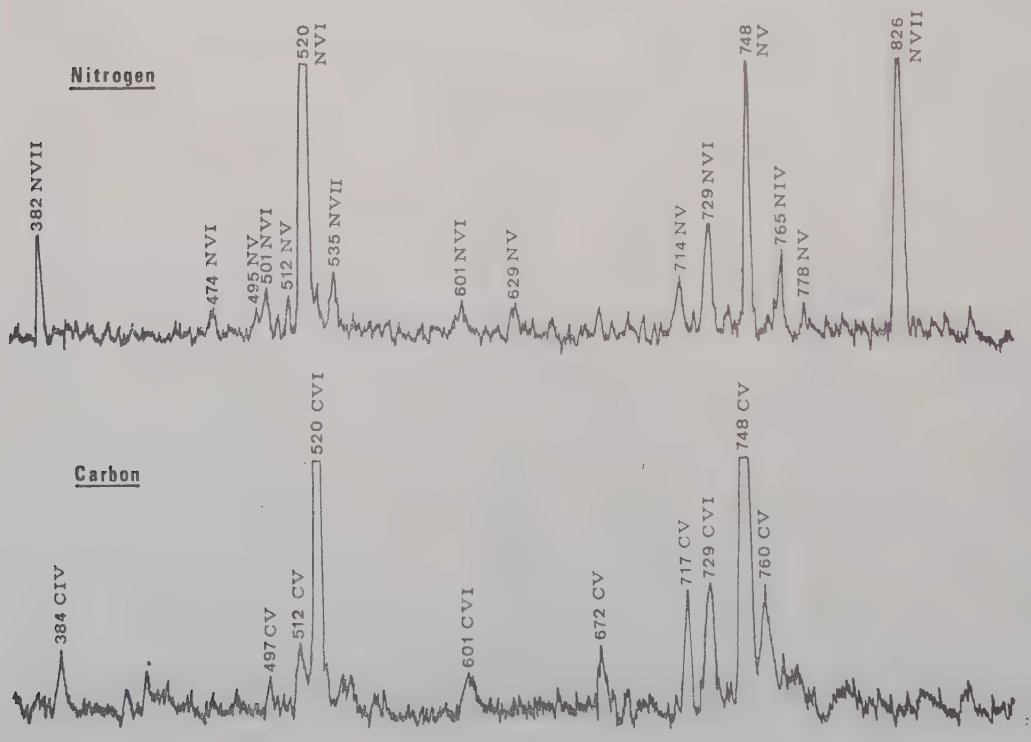


Fig. 6. Spectra of nitrogen and carbon arranged to show the correspondence of transitions for equally charged ions.

ment of the carbon foil along the beam axis was limited to 7 cm, which was sufficient to detect cascades.

In the 300 Å–1200 Å range the use of an automatic device for continuous foil movement allowed us to superpose several decays, so as to improve the signal-to-noise ratio, eliminating the effect of rapid fluctuations of the beam current and of possible deterioration of the foil. In that wavelength range the accuracy of our mean-life measurements was estimated at about 10% for $\tau > 0.1$ ns and 15% for $\tau < 0.1$ ns.

The classical arrangement of a foil moving with a constant pitch (the measure being made each 0.125 mm) has been used for the wavelength region below 300 Å. On the other hand, the intensity of the studied transitions was weaker than in the other wavelength range. This was because we chose narrow slits for the spectrometer so as to measure the wavelengths more precisely. According to these remarks the accuracy of our mean-life measurements cannot be expected better than 25%; thus we must consider these results as preliminary.

Some lifetimes have been previously measured at 2 MeV; taking into account the experimental uncertainty on the results, the agreement is pretty good: for two C V lines given in table 2, at 748 Å and 248.7 Å, our new results are 0.082 ns $\pm$ 15% and 0.0175 ns $\pm$ $\pm$ 25% instead of 0.07 ns $\pm$ 10% (ref. 2) and 0.025 $\pm$ $\pm$ 15% (ref. 3). For the N V line at 748 Å and the O VI lines at 150.1 Å and 1032–1038 Å, given in table 3, our new results are 0.10 ns $\pm$ 10%, 0.048 ns $\pm$ 25%, and 2.5–2.3 ns $\pm$ 10% instead of 0.13 ns $\pm$ 15% (ref. 10), 0.06 ns $\pm$ 15% (ref.11), and 2.4–2.7 ns $\pm$ 0.2 (ref. 12), respectively. On the other hand, our measurements are in good agreement with those of Berkner et al.[13]) made at 0.97 MeV/nucleon on the $2s\ ^2S$–$2p\ ^2P^0$ transition of the Li I sequence, and approximate better to the theoretical calculations.

4. Conclusion

This study shows the great utility of the beam-foil technique for very energetic ion beams in the ultraviolet region, both for spectroscopy (identification of several transitions from low levels) and for lifetime measurements, leading to oscillator strengths or transition probabilities.

An extension of the study to the VUV down to 30 Å would be very useful. Indeed, in this region a line is observed at 44.5 Å in the carbon spectrum. It seems possible to ascribe this line to the K_α X-ray transition of carbon situated at 44 Å. In the other spectra the background noise was too high in this wavelength range to check this hypothesis but improvement in progress of the detection in that region will permit this.

We are grateful to Prof. M. Lefort and to Dr X. Tarrago who enabled us to work on the Orsay Linac machine. We also wish to thank C. Bieth and the engineering staff for their help and their interest in our study.

References

1) M. Dufay, A. Denis and J. Desesquelles, Nucl. Instr. and Meth. **90** (1970) 85.
2) M. C. Poulizac and J. P. Buchet, Phys. Scripta **4** (1971) 191.
3) M. C. Buchet-Poulizac and J. P. Buchet, to be published.
4) G. Beauchemin, J. A. Kernahan, E. Knystautas, D. J. G. Irwin and R. Drouin, Phys. Letters **40A** (1972) 194.
5) J. D. Garcia and J. E. Mack, J. Opt. Soc. Am. **55** (1965) 654.
6) B. C. Fawcett and F. E. Irons, Proc. Phys. Soc. **89** (1966) 1064.
7) C. E. Moore, *Tables of atomic spectra*, Sec. 3, NSRDS-NBS 3 (U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1970).
8) C. E. Moore, *Tables of atomic spectra*, Sec. 4, NSRDS-NBS 3 (U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1971).
9) B. Edlén, *Handbuch der Physik*, vol. XXVII (ed. S. Flügge; Springer Verlag, Berlin, 1964).
10) J. P. Buchet, M. C. Poulizac and M. Carre, J. Opt. Soc. Am. **62** (1972) 623.
11) J. P. Buchet, M. Dufay and M. C. Poulizac, Phys. Letters **40A** (1972) 127.
12) I. Martinson, H. G. Berry, W. S. Bickel and H. Oona, J. Opt. Soc. Am. **61** (1971) 519.
13) K. Berkner, W. S. Cooper III, S. N. Kaplan and R. V. Pyle, Phys. Letters **16** (1965) 35.
14) F. Tyren, Z. Physik **109** (1936) 722.

Discussion

MARTINSON: Are you planning any lifetime measurements or have you made any for these systems?

DESESQUELLES: We have looked at some lithium-like and helium-like transitions in carbon and nitrogen, but it is hard to know what levels are involved.

BASHKIN: It would be interesting to try to measure the Lamb shift in one-electron neon with such an arrangement, because, as you know, the Van de Graaff accelerator cannot be used for making one-electron neon. We can not get to a high enough energy that way but with the quenching technique which has been used at Bell Labs and Los Alamos for quenching the $2S_{1/2}$ state it might be quite interesting to see if in the case of neon you could make a determination of the Lamb shift.

DESESQUELLES: In Ne X hydrogenic transitions are week at 1 MeV/nucleon but we can observe very strong lines in helium-like neon light and we plan to measure the Lamb shift in January or February at Saclay.

Reprinted from:

JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA VOLUME 63, NUMBER 2 FEBRUARY 1973

Quartet system of C IV

H. G. Berry,* M. C. Buchet-Poulizac, and J. P. Buchet

Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire (Associé au CNRS) Université de Lyon I, 43 Bd. du 11 Novembre 1918, 69 Villeurbanne, France

(Received 4 October 1972)

Index Headings: Spectra; Carbon.

Using the beam-foil technique, we have studied the spectrum of carbon between 30 and 500 Å, with beam energies between 0.2 and 2.0 MeV. The dispersive element was a 2-m grazing-incidence spectrometer equipped with a movable exit slit and a Bendix electron multiplier as detector.

At high beam energies, a number of previously unidentified lines were observed; from their intensity dependences on beam energy, they appear to belong to C IV. This Li I-sequence ion has a doublet term system that is well classified,[1] but the lines cannot be fitted into this system. However, the doubly excited quartet system has been found to be well populated in beam-foil experiments with other ions of this isoelectronic sequence[2–4] and we expect the same to be true for carbon. Only in Li I and Be II are accurate energies from spectroscopic observations[2,3] known in this sequence, whereas autoionizing terms have been observed in O VI and F VII through emission of Auger electrons.[4,5]

In Fig. 1, we show a suggested classification scheme. We find excellent agreement with the calculations for all observed wavelengths within this scheme. The calculations for the $^4S^e$, $^4P^e$, and $^4P^\circ$ terms are from Holøien and Geltman,[6] whose calculations for these lowest terms were found to be quite accurate in Li I and Be II. The $^4D^e$ and $^4D^\circ$ terms are the hydrogenic term values based on the known series limits $2p\,^3P$ and $2s\,^3S$. The close experimental agreement indicates that the quantum defects for these terms are very small, as suggested previously.[5]

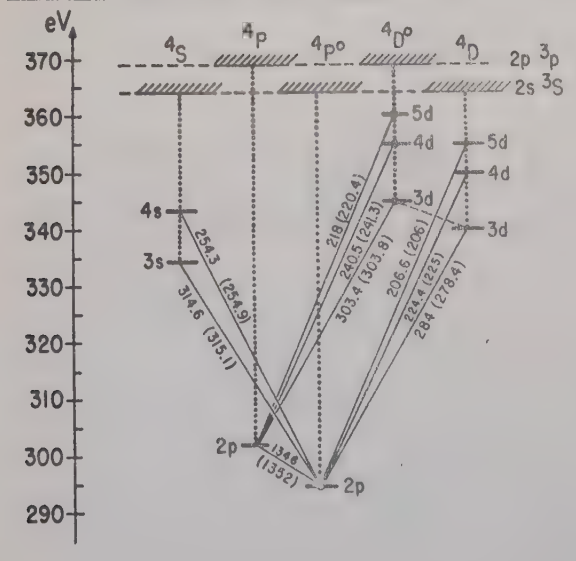


FIG. 1. The C IV quartet system. The wavelengths of transitions observed are given in angstroms (calculated wavelengths are in parentheses). The experimental wavelength accuracy is ±1 Å. The calculated energy (Ref. 7) of the lowest term $2s2p\,^4P$ is 294.72 eV.

The decay curve of the transition $2s2p\,^4P^\circ$–$2s3d\,^4D$ at 278 Å yielded a mean life for the upper term of (0.025±0.01) ns, with a cascade lifetime of 0.09 ns. The intensities of the remaining transitions were too weak to allow decay-time measurements to be made. However, Oona[7] has also observed the transition $2s2p\,^4P^\circ$–$2p^2\,^4P$ at 1346 Å and measured its mean life as 0.65±0.1 ns. No calculations exist for the lifetimes of any of the quartet slates except for these two lowest ^4P terms.

*Present address: Department of Physics, University of Chicago, Chicago, Ill. 60637.

[1] K. Bockasten, Ark. Fys. **10**, 567 (1967).
[2] H. G. Berry, E. H. Pinnington, and J. L. Subtil, J. Opt. Soc. Am. **62**, 767 (1972).
[3] H. G. Berry, J. Bromander, R. Buchta, and I. Martinson, Phys. Scr. **3**, 63 (1971).
[4] I. A. Sellin, D. J. Pegg, M. Brown, W. W. Smith, and B. Donnally, Phys. Rev. Lett. **27**, 1108 (1971).
[5] H. G. Berry, Phys. Rev. A **6**, 514 (1972).
[6] E. Holøien and S. Geltman, Phys. Rev. **153**, 81 (1967).
[7] Quoted in I. Martinson, Nucl. Instrum. Methods **90**, 81 (1970).

Vu.
Les membres du jury :

M. DUFAY

I. BERKES

J. D'INCAN

H. NUSSBAUMER

Vu et approuvé.
Le Directeur de l'U.E.R.
de Physique.

Vu et accordé le permis d'imprimer.
Lyon, le 7 octobre 1974

Le Président de l'Université
Claude Bernard,

J. BOIDIN